

---

# Numerische und experimentelle Untersuchungen zur Verdampfung in Mikrokanälen

---

## Numerical and experimental investigations of microchannel evaporators

Zur Erlangung des akademischen Grades Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation von Felix K. Leube aus Freiburg im Breisgau

Tag der Einreichung: 23. Juli 2019, Tag der Prüfung: 16. Oktober 2019

Darmstadt – D 17

1. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan
2. Gutachten: Prof. Dr. rer. nat. Klaus Stefan Drese
3. Gutachten: Prof. Dr. rer. nat. Steffen Hardt



TECHNISCHE  
UNIVERSITÄT  
DARMSTADT



Technische Thermodynamik

Numerische und experimentelle Untersuchungen zur Verdampfung in Mikrokanälen  
Numerical and experimental investigations of microchannel evaporators

Genehmigte Dissertation von Felix K. Leube aus Freiburg im Breisgau

1. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan
2. Gutachten: Prof. Dr. rer. nat. Klaus Stefan Drese
3. Gutachten: Prof. Dr. rer. nat. Steffen Hardt

Tag der Einreichung: 23. Juli 2019

Tag der Prüfung: 16. Oktober 2019

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: [urn:nbn:de:tuda-tuprints-91352](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:tuda-tuprints-91352)

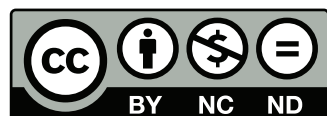
URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/9135>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

[tuprints@ulb.tu-darmstadt.de](mailto:tuprints@ulb.tu-darmstadt.de)



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0 International

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

---

# Vorwort

Die vorliegende Arbeit habe ich als externer Doktorand am Institut für Technische Thermodynamik der Technischen Universität Darmstadt unter der fachlichen Betreuung von Herrn Professor Peter Stephan angefertigt. Die praktischen Arbeiten entstanden im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer Institut für Chemische Technologie, Institutsteil ICT-IMM in Mainz.

Zunächst gilt mein herzlicher Dank Herrn Professor Stephan, der mir die Möglichkeit zur Promotion gab und mich dabei stets sehr verlässlich betreute. Ich danke ihm für das hierfür entgegen gebrachte Vertrauen und die vielfältigen fachlichen Anregungen. Mein besonderer Dank gilt auch Herrn Professor Klaus S. Drese für die umfangreiche fachliche Betreuung während seiner Zeit am Fraunhofer ICT-IMM, sowie für seine Bereitschaft, mich auch im Anschluss an seine dortige Tätigkeit von der Hochschule Coburg aus zu betreuen und sich als Gutachter zur Verfügung zu stellen. Insbesondere seine immer wieder aufs Neue unvoreingenommene Art und die sich hieraus ergebenden Diskussionen waren ein wichtiger Betrag zum Gelingen dieser Arbeit. Des Weiteren möchte ich mich auch bei Herrn Professor Steffen Hardt sehr herzlich bedanken, der sich ebenfalls als Gutachter zur Verfügung gestellt hat.

Weiterhin möchte ich Herrn Professor Gunther Kolb und Herrn Dr. Helmut Pennemann danken, die mir speziell im letzten Jahr meiner Arbeit zur Seite standen und mir die Möglichkeit gaben, meine numerischen Modellierungen durch experimentelle Untersuchungen zu ergänzen. In diesem Zusammenhang gilt mein Dank auch Herrn David Tiemann und Herrn Ingo Spitzer, die mich bei der Fertigung der Mikroverdampfer unterstützten, sowie Herrn Alex Strauch, dessen experimentelle Arbeiten mir eine große Hilfe waren. Mein Dank gilt auch allen weiteren Kolleginnen und Kollegen am Fraunhofer ICT-IMM, die mich während meiner Zeit dort begleitet haben. Besonders möchte ich mich bei meinen Kolleginnen und Kollegen aus der Simulationsabteilung, Dr. Sabine Alebrand, Dr. Simon Kessler, Thomas Kretzschmar und Dr. Karl-Peter Schelhaas für den regen fachlichen Austausch und die hervorragende Arbeitsatmosphäre bedanken. Die Zeit am Fraunhofer ICT-IMM war geprägt von Wandel und Veränderung. So forderte die Überführung des ehemaligen Instituts für Mikrotechnik Mainz GmbH in die Fraunhofer Gesellschaft erhebliche personelle und thematische Umstellungen. Daher bin ich sehr stolz, dass das Institut mit dem Abschluss meiner dortigen Tätigkeit nun erfolgreich als eigenständiges Fraunhofer Institut für Mikrotechnik und Mikrosysteme IMM in die Fraunhofer Gesellschaft aufgenommen wurde.

Ich möchte mich ebenso bei allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern am Institut für Technische Thermodynamik der TU Darmstadt bedanken, die mir bei der Anfertigung dieser Arbeit und speziell bei organisatorischen Fragen beigestanden haben und sich für Diskussionen zur Verfügung gestellt haben.

Zu guter Letzt möchte besonders herzlich ich meiner Familie für den Beistand bei der Anfertigung dieser Arbeit danken. Insbesondere meinem Bruder Bernhard für das Korrekturlesen dieser Arbeit. Am allermeisten möchte ich hier aber meiner Frau Katrin danken, die mir während dieser mühsamen Zeit den nötigen Rückhalt gegeben hat, mir aber gleichzeitig stets vor Augen geführt hat, dass das Leben neben Wissenschaft und Arbeit noch so viel mehr zu bieten hat.

Mainz, den 16. Oktober 2019

Felix K. Leube





---

# Kurzfassung

## Kurzfassung

Die vorliegende Dissertation befasst sich mit der numerischen und experimentellen Untersuchung von Mikrokanalverdampfern für die Dampferzeugung in Laboranwendungen. Die in diesen Apparaten auftretenden Zweiphasenströmungen zeichnen sich üblicherweise durch kleine Reynoldszahlen und sehr niedrige Bondzahlen aus, wodurch diese Strömungen vornehmlich von viskoser Reibung und Oberflächenkräften dominiert werden. Weiterhin durchläuft der Dampfanteil bei der Erzeugung von überhitztem Dampf das gesamte Zweiphasengebiet, wodurch nacheinander unterschiedlichen Strömungsformen auftreten können. Ein im Gegensatz hierzu bereits ausgiebig untersuchtes Einsatzgebiet von Mikrokanalverdampfern liegt dagegen im Bereich der Kühlung von elektronischen Hochleistungsbauteilen. Um eine maximale Wärmeübertragung zu erzielen, werden derartige Verdampfer üblicherweise bei deutlich höheren Reynoldszahlen betrieben, wobei meist nur ein geringer Anteil des Fluids verdampft. Deshalb ergeben sich im Bereich der Dampferzeugung phänomenologische Unterschiede zu den bisher untersuchten Anwendungsfeldern.

Anhand theoretischer Überlegungen kann gezeigt werden, dass bei den in dieser Arbeit untersuchten Mikrokanalverdampfern vor allem die laminare Ringströmung eine wichtige Rolle einnimmt, was vor allem durch die niedrigen Reynoldszahlen und die mitunter sehr hohen volumetrischen Dampfanteile in der Strömung bedingt wird. Für die Beschreibung dieses Strömungsregimes, dem bislang kaum Bedeutung beigemessen wurde, wird daher eine neue geschlossene analytische Lösung entwickelt. Über dieses analytische Modell lassen sich die Phasenverteilung, die Filmdicke und der Druckverlust in idealen laminaren Ringströmungen exakt beschreiben.

## Abstract

This study is focussed on the numerical and experimental investigation of microchannel evaporators. A special emphasis is placed on those evaporators used for vapor generation in laboratory applications. The two phase flows occurring in these devices are typically characterized by low Reynolds numbers and very low Bond numbers. Therefore, these two-phase flows are predominantly affected by viscous friction and surface tension. Furthermore, when superheated vapor is generated, the vapor fraction of the fluid passes through the entire two-phase region. Therefore several different flow regimes can appear successively here. In contrast, a field of application for microchannel evaporators, which has already been studied extensively, is the field of high-performance electronic cooling. In order to enable maximum heat removal, those chip-cooling evaporators are usually operated at higher Reynolds numbers. Therefore only a significantly lower fraction of the fluid is typically evaporated here. Consequently, phenomenological differences can be found in these cooling applications compared to the field of vapor generation.

Based on theoretical considerations, it can be shown that especially laminar annular flow plays an important role in the behavior of the microchannel evaporators which are investigated in the present study. This is mainly due to the low Reynolds numbers and the relatively high vapor fractions. So far, this flow regime has not been given a lot of attention. For this reason, a novel closed solution for ideal annular laminar flow is derived in this work. From this model, analytical relations for the phase distribution, the film thickness and the pressure drop can be derived.

Bislang finden sich kaum Arbeiten, in denen das grundsätzliche Betriebsverhalten von Mikrokanaldampferzeugern hinsichtlich Druckverlust und Wärmeübertragungsleistung im Bereich der Vollverdampfung untersucht wurde. Anhand experimenteller Untersuchungen wird daher in dieser Arbeit zunächst das Betriebsverhalten von elektrisch beheizten Verdampfern untersucht, die aus einer Vielzahl paralleler Mikrokanäle mit Nenn-durchmessern zwischen 30 und 120  $\mu\text{m}$  bestehen. Sowohl im Bereich der Teil- als auch im Bereich der Vollverdampfung treten hierbei verbreitet langperiodische Oszillationen des Druckverlusts, des Durchflusses und der Temperaturen auf. Es kann gezeigt werden, dass diese Schwankungen jeweils durch den Aufbau der Flüssigkeitszufuhr bedingt werden und sich erheblich reduzieren lassen, indem gezielt Kompressibilitäten in der Flüssigzuleitung vermieden werden. Weiterhin lässt sich beobachten, dass die Oszillationen mit zunehmendem Kanaldurchmesser zunehmen.

Um ein tiefergehendes Verständnis über das Zusammenspiel der in derartigen Mikrokanalverdampfern auftretenden Phänomene zu erhalten, ist es nötig, diese über eine Modellierung des Gesamtsystems zu beschreiben. Dazu wird im Rahmen dieser Arbeit mithilfe der Finite-Volumen-Methode ein umfangreiches dynamisches Simulationsprogramm entwickelt, das die eindimensional formulierten Massen-, Impuls- und Energiebilanzen des Fluids mit einem dreidimensionalen Wärmeleitungsmodell im Festkörper kombiniert. Auf diese Weise kann das komplexe Zusammenspiel von Durchfluss und Druckverlust sowie von Wärmeübergang und Wärmeleitung im Festkörper untersucht werden. Auf Grund sich lokal stark ändernder Stoffeigenschaften führt dieser Ansatz nicht immer zu konvergenten Lösungen. Daher wurde zusätzlich ein vereinfachtes, stationäres Verdampfermodell entwickelt, das sich auch für umfangreiche Parameterstudien einsetzen lässt. Ein Kernergebnis dieser Parameterstudien ist, dass sich die Verdampfungskapazität bei gleicher Wärmeübertragungsfläche erheblich steigern lässt, indem anstelle des bisher verwendeten Designs, eine höherer Anzahl entsprechend kürzerer Kanäle eingesetzt wird.

Up to now, there are hardly any studies in which the basic operating behavior of microchannel vapor generators is investigated regarding pressure drop and heat transfer performance during full evaporation. Based on experimental investigations, the operating behavior of electrically heated evaporators, consisting of parallel microchannels with nominal diameters between 30 and 120  $\mu\text{m}$ , is examined. During both, partial and full evaporation of the fluid, long-period oscillations of pressure drop, mass flow and temperature can be observed. It can be shown, that these fluctuations are mainly influenced by the fluidic setup of the experimental system. They can be significantly reduced by avoiding any upstream compressibility in the liquid feed line. Furthermore, it can be observed that oscillations tend to increase with increasing channel diameter.

In order to gain a deeper understanding of the interaction of the phenomena occurring in such microchannel evaporators, it is necessary to describe them by modeling the overall system. Therefore, in this work, a comprehensive dynamic simulation tool is developed which is based on the finite volume method. It combines the one dimensional mass, momentum and energy balances of the fluid phase with a three dimensional heat conduction model for the solid phase. This way the complex interplay of fluid flow, pressure drop, heat transfer and heat conduction in the solid region can be investigated. However, due to sudden changes in the fluid properties during evaporation, this approach does not always lead to convergent solutions. Therefore, an additional simplified, steady state single channel model is presented. This simplified model can be used for comprehensive parameter studies in a broad range of parameters. A key result of these parametric studies is that the capacity of microchannel evaporators can be significantly increased by using a higher number of correspondingly shorter channels without changing the effective heat transfer area.

---

# Inhaltsverzeichnis

Symbolverzeichnis . . . . .	vii
<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Motivation . . . . .	2
1.2. Zielsetzung und methodisches Vorgehen . . . . .	5
<b>2. Theoretische Beschreibung</b>	<b>7</b>
2.1. Zweiphasenströmungen in Mikrokanälen . . . . .	7
2.1.1. Grundlegende Begriffe und Definitionen . . . . .	7
2.1.2. Zweiphasige Strömungsformen in Mikrokanälen . . . . .	10
2.1.3. Strömungsmodelle . . . . .	20
2.2. Dampfphasenanteil, Druckverlust und Wärmeübergang . . . . .	23
2.2.1. Dampfphasenanteil in siedenden Strömungen . . . . .	23
2.2.2. Reibungsdruckverlust . . . . .	25
2.2.3. Wärmeübergang in laminaren Strömungen . . . . .	32
2.3. Instabilitäten in Mikroverdampfern . . . . .	37
2.4. Analytische Erweiterung für laminare Ringströmungen in Mikrokanälen . . . . .	40
2.4.1. Grundlegende Beschreibung . . . . .	41
2.4.2. Druckverlust . . . . .	46
2.4.3. Wärmeübergang . . . . .	48
2.4.4. Validierung und Vergleich mit experimentellen Daten . . . . .	49
<b>3. Experimente Untersuchungen und Analysen</b>	<b>53</b>
3.1. Stand der Forschung . . . . .	53
3.2. Versuchsaufbau und Durchführung . . . . .	54
3.2.1. Versuchsstand . . . . .	54
3.2.2. Untersuchte Verdampfer . . . . .	55
3.2.3. Arbeitsmedium . . . . .	58
3.2.4. Thermische Verluste . . . . .	60
3.3. Experimentelle Ergebnisse . . . . .	62
3.3.1. Unbeheizte Verdampfer . . . . .	62
3.3.2. Beheizte Verdampfer . . . . .	64
3.3.3. Instabiler Betrieb . . . . .	71
<b>4. Numerische Modellierung</b>	<b>77</b>
4.1. Stand der Forschung . . . . .	78
4.2. Finite-Volumen-Modellierung . . . . .	78
4.2.1. Numerische Diskretisierung . . . . .	79
4.2.2. Lösungsverfahren . . . . .	88
4.2.3. Modellvalidierung . . . . .	90
4.2.4. Simulationsbeispiel . . . . .	94
4.3. Vereinfachte stationäre Modellierung . . . . .	97
4.3.1. Vereinfachungen und Annahmen . . . . .	97
4.3.2. Vergleich zwischen FVM-Code und vereinfachtem Modell . . . . .	100

<b>5. Vergleichende Ergebnisse und Diskussion</b>	<b>103</b>
5.1. Vergleich experimenteller und numerischer Ergebnisse . . . . .	103
5.1.1. Globales Betriebsverhalten von Verdampfer Nr. 1-3 . . . . .	103
5.1.2. Lokale Temperaturverteilung im Verdampfer . . . . .	106
5.2. Parameterstudie und Optimierung der Verdampfergeometrie . . . . .	108
5.2.1. Einfluss der Kanallänge . . . . .	108
5.2.2. Einfluss des Kanaldurchmessers . . . . .	109
5.2.3. Einfluss der Wärmeleitung im Festkörper . . . . .	110
5.2.4. Einfluss der Kanalanzahl . . . . .	110
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>113</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>115</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>125</b>
A.1. Berechnung der Strömungsbilderkarte nach Taitel und Dukler . . . . .	125
A.2. Vergleich mit Literaturdaten . . . . .	131

# Symbolverzeichnis

## Lateinische Buchstaben

Symbol	Beschreibung	Einheit
$A$	Fläche	$\text{m}^2$
$a$	Temperaturleitfähigkeit	$\text{m}^2/\text{s}$
$a$	Gradient der Strömungsgröße	<i>variabel</i>
$b$	Gradient der Strömungsgröße	<i>variabel</i>
$c_p$	isobare Wärmekapazität	$\text{J/kg/K}$
$c_{2Ph}$	Konstante zur Abschätzung des zweiphasigen Wärmeübergangs	-
$C$	Chisholm-Parameter	-
$C_0$	Verteilungsparameter	-
$D$	Durchmesser	$\text{m}$
$D_H$	hydraulischer Durchmesser	$\text{m}$
$D_{AB}$	Diffusionskoeffizient von A in B	$\text{m}^2/\text{s}$
$F$	Kraft	$\text{N}$
$f$	Frequenz	$1/\text{s}$
$f$	Fanningscher Reibfaktor	-
$g$	Erdbeschleunigung	$\text{m/s}^2$
$G$	Massenstromdichte	$\text{kg/m}^2/\text{s}$
$h$	spezifische Enthalpie	$\text{J/kg}$
$H$	Enthalpie	$\text{J}$
$H$	Höhe	$\text{m}$
$k$	Boltzmann Konstante	$\text{J/K}$
$L$	Länge	$\text{m}$
$m$	Masse	$\text{kg}$
$\dot{m}$	Massenstrom	$\text{kg/s}$
$\dot{m}_{x=1}$	maximale Vollverdampfungsrate	$\text{kg/s}$

Fortsetzung auf der nächsten Seite

### Lateinisch Buchstaben - Fortsetzung

Symbol	Beschreibung	Einheit
$\tilde{M}$	Molare Masse	kg/mol
$n$	Stoffmenge	mol
$P$	Leistung	W
$p$	Druck	Pa
$p^*$	modifizierter dynamischer Druck	Pa
$Q$	Wärme	J
$\dot{Q}$	Wärmestrom	W
$\dot{q}$	Wärmestromdichte	W/m <sup>2</sup>
$R$	Radius	m
$R$	allgemeine Gaskonstante	J/mol/K
$r$	radiale Koordinate	m
$r$	Gradientenverhältnis bei der Interpolation	-
$S$	Schlupffaktor	-
$T$	Temperatur	K, °C
$t$	Zeit	s
$U$	Kanalumfang	m
$V$	Volumen	m <sup>3</sup>
$w$	Wichtungsfaktor	-
$w$	Geschwindigkeit	m/s
$w^s$	Leerrohrgeschwindigkeit	m/s
$w_{\text{VU}}$	Driftgeschwindigkeit der Gasphase	m/s
$V$	Volumen	m <sup>3</sup>
$X$	Martinelli-Parameter	-
$x$	Dampfanteil	-
$x, y, z$	kartesische Koordinaten	m

### Griechische Buchstaben

Symbol	Beschreibung	Einheit
$\alpha$	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W/m}^2/\text{K}$
$\alpha_s$	Aspektverhältnis	-
$\beta$	Dampfvolumenstromanteil	-
$\Gamma$	mittlere freie Weglänge	m
$\Delta$	Differenz	-
$\delta$	Filmdicke	m
$\varepsilon$	Dampfphasenanteil	-
$\zeta$	Widerstandsbeiwert	-
$\eta$	dynamische Viskosität	$\text{Pa s}$
$\theta$	Neigungswinkel	°
$\Lambda$	freie Weglänge	m
$\lambda$	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W/m/K}$
$\nu$	kinematische Viskosität	$\text{m}^2/\text{s}$
$\varphi$	Winkel	°
$\phi_L^2$	Zweiphasenmultiplikator	-
$\phi$	Zustandsgröße	<i>variabel</i>
$\rho$	Dichte	$\text{kg/m}^3$
$\rho_{\text{mix}}$	Mischungsdichte	$\text{kg/m}^3$
$\rho'$	Impulsdichte	$\text{kg/m}^3$
$\sigma$	Oberflächenspannung	$\text{J/m}^2$
$\tau$	Schubspannung	Pa
$\omega$	Relaxationsfaktor	-

### Dimensionslose Kennzahlen

Symbol	Beschreibung	Definition
$Bd$	Bondzahl	$g(\rho_L - \rho_V) D^2 / \sigma$
$Bl$	Siedekennzahl	$\dot{q} / G / \Delta h^{\text{IV}}$
$Ca$	Kapillarzahl	$w \eta / \sigma$
$Co$	<i>confinement number</i>	$\frac{1}{D} \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)}}$

Fortsetzung auf der nächsten Seite

### Dimensionslose Kennzahlen - Fortsetzung

Symbol	Beschreibung	Definition
$Cou$	Courantzahl	$\frac{u\Delta t}{\Delta x}$
$Eo$	Eötvöszahl	$g(\rho_L - \rho_V)R^2/\sigma$
$Fo$	Fourierzahl	$at/L^2$
$Kn$	Knudsenzahl	$\Lambda/D$
$Nu$	Nusseltzahl	$\alpha L/\lambda$
$Po$	Poiseuillezahl	$Re\zeta/4$
$Pr$	Prandtlzahl	$\nu/a$
$Re$	Reynoldszahl	$wL/\nu$
$Re_i^s$	Reynoldszahl der Phase $i$	$w_i^s L/\nu_i$
$We$	Weberzahl	$w^2 L g/\sigma$

### Subskripte

Subskript	Beschreibung
aus	Austritt
alt	vorherige Lösung
b	Beschleunigung
C	Kanal
D	stromabwärts ( <i>downstream</i> )
DO	Dryout
ein	Eintritt
el	elektrisch
F	Fluid
f	Seitenfläche
G	Gasphase
ges	gesamt
H	Heizung
h	homogen
korr	korrigiert
krit	kritisch

Fortsetzung auf der nächsten Seite



---

**Subskripte - Fortsetzung**

---

<b>Subskript</b>	<b>Beschreibung</b>
L	Flüssigphase
max	Maximalwert
min	Minimalwert
mix	Mischung
N	Norden
O	Osten
prev	vorheriger Zeitpunkt ( <i>previous</i> )
R	reduzierte Größe
Reg	Regler
r	Reibung
S	Süden
set	Sollwert
T	konstante Temperature
U	Umgebung
U	stromaufwärts ( <i>upstream</i> )
V	Dampfphase
Verl	Verlust
W	Wand
W	Westen
1Ph	einphasig
2Ph	zweiphasig

---

**Superskripte**

---

<b>Superskript</b>	<b>Beschreibung</b>
I	Intervall
K	Knoten
korrr	korregiert
krit	kritischer Wert
LV	Dampf-Flüssig-Gleichgewicht

---

Fortsetzung auf der nächsten Seite

---

### Superskripte - Fortsetzung

Superskript	Beschreibung
Mess	Messwert
sat	gesättigt ( <i>saturated</i> )
th	theoretisch
·	zeitliche Ableitung / Fluss
//	volumenspezifische Größe
-	Mittelwert
*	dimensionslos
~	bezogene Größe

### Abkürzungen

Abkürzung	Beschreibung	Erläuterung
CDS	Zentrale-Differenzen-Schema	<i>central differencing scheme</i>
CHF	Siedekrise 1. Art	<i>critical heat flux</i>
const	konstanter Wert	
FVM	Finite-Volumen-Methode	
LUI	Lineare Upwind-Interpolation	<i>linear upwind interpolation</i>
PDM	Pulsdauermodulation	
TVD	TVD-Verfahren	<i>total variation diminishing</i>
REM	Raserelektronenmikroskop	
UDS	Upwind-Interpolation	<i>upwind differencing scheme</i>

---

# 1 Einleitung

Mikrokanalstrukturen eignen sich in besonderer Weise für hocheffiziente Wärme- und Stoffübertragungsaufgaben. Prinzipiell liegt dies daran, dass sich hiermit die diffusiven Transportwege und die damit verbundenen Widerstände im Vergleich zu größeren Strukturen reduzieren lassen. Zudem lassen sich durch Mikrostrukturierungen sehr hohe spezifische Oberflächen erzielen, die ebenfalls die Stoff- und Wärmeübertragung begünstigen. Die Natur macht sich diesen Effekt in vielfältiger Weise zu Nutzen. Ein typisches Beispiel ist die menschliche Lunge, die einen hocheffizienten Stoffaustauschapparat darstellt, der den menschlichen Körper mit Sauerstoff versorgt. Dieses Organ wurde von der Natur darauf hin optimiert, dass in einem möglichst kleinen Volumen ein ausreichender Sauerstoffstrom von der Luft in die Blutbahn übergehen kann. Aufgrund viskoser Reibung führen kleine Kanaldurchmesser jedoch bei der Durchströmung auch zu sehr hohen Druckverlusten. Deshalb ist das Bronchialsystem komplex und mehrskalig aufgebaut. So hat die Luftröhre im Halsbereich einen Durchmesser von einigen Zentimetern, um einen geringen Druckverlust zu ermöglichen, während die Lungenbläschen im inneren der Bronchien Durchmesser von deutlich unter einem Millimeter aufweisen, um einen optimalen Stoffaustausch zu gewährleisten.

Auch im praktischen Alltag gibt es vielfältige Beispiele, wie sich durch Strukturverfeinerungen Stoffaustauschprozesse erheblich beschleunigen lassen. Die Aromaextraktion beim Aufbrühen von Kaffee lässt sich beispielsweise wesentlich beschleunigen, indem die Kaffeebohnen zuvor durch Mahlen zerkleinert werden. Auch großtechnisch werden kleine Strukturen beispielsweise in Festbettreaktoren eingesetzt, um dort hohe Reaktionsraten zu ermöglichen. Typisch für derartige konventionelle Verfahren mit kleinskaligen Austauschprozessen ist, dass diese Strukturen meist aus regellosen Schüttungen bestehen, wodurch die Porengeometrie stets nur indirekt über die Partikelform und -größe beeinflusst werden kann. Im Fall von heterogen katalysierten exothermen Reaktionen in Festbettreaktoren führt dies oftmals zu der Problematik, dass hier die Wärmeabfuhr aus dem Reaktor nur schwer möglich ist, wodurch bisweilen lokale Temperaturmaxima (*hot spots*) auftreten, deren Auswirkungen bis hin zu einer Beschädigung des Reaktors führen können.

Mit Aufkommen der Mikrotechnik in den frühen 80er Jahren wurden vermehrt Fertigungs- und Fügeverfahren entwickelt, mit denen sich Strukturen bis in den Mikrometermaßstab kontrolliert herstellen lassen. Als wichtige Fertigungsmethoden sind hier beispielsweise die Laserablation oder die Mikro-CNC Fräse zu nennen. Für die Massenproduktion oder auch für sehr große Apparate, sind diese Verfahren jedoch oftmals nicht wirtschaftlich. In diesen Fällen bieten sich für die Metallbearbeitung nasschemische Prozesse oder Prägeverfahren [133] an. Kunststoffteile lassen sich dagegen in hohen Stückzahlen auch mit sehr feinen Strukturen durch Spritzguss fertigen. Vermehrt zum Einsatz kommen in letzter Zeit auch 3D-Druckverfahren. Durch selektives Lasersintern können so auch aus Stahl hochgradig komplexe Strukturen vergleichsweise wirtschaftlich gefertigt werden. Durch diese Verfahren lassen sich nun gezielt optimierte Strukturen fertigen, bei denen Porosität, Kanaldurchmesser und -form unabhängig voneinander gewählt werden können. Somit eröffnen sich komplett neue Anwendungsfelder, die unter dem Sammelbegriff Mikroverfahrenstechnik zusammengefasst werden. Damit ist die Mikroverfahrenstechnik eine der wenigen Wissenschaften, die nicht primär durch bestimmte Phänomene und Anwendungen sondern vor allem durch die hier vorherrschenden Längenskalen definiert ist.

Einen wichtigen Anwendungsbereich der Mikroverfahrenstechnik stellen Mikrokanalwärmeübertrager dar. Auf das Apparatevolumen bezogen, ermöglichen diese Wärmeübertragungsraten, die mit konventionellen Wärmeübertragern unerreichbar wären [9]. Fertigungsbedingt macht das durchströmte Volumen

---

in Mikroapparaten meist nur einen verhältnismäßig kleinen Anteil des Gesamtvolumens aus. Dies führt dazu, dass die axiale Wärmeleitung in der Kanalwand oftmals erhebliche Ausmaße annimmt und sich bisweilen eine sehr homogene Temperaturverteilung in der Kanalwand einstellt. Zwar weisen regellose Feststoffschüttungen oftmals auch hohe Feststoffvolumenanteile auf, da die einzelnen Partikel jedoch untereinander nur an wenigen Stellen in direktem Kontakt stehen, ist die Wärmeleitung hier deutlich schwächer ausgeprägt. In Mikroreaktoren lässt sich die Bildung von unerwünschten Hotspots somit oftmals verhindern. Auf der anderen Seite führt die gute Wärmeleitung aber auch dazu, dass sich trotz guter Wärmeübertragung kein effektiver Gegenstrombetrieb realisieren lässt, was die thermodynamische Effektivität solcher Apparate beeinträchtigen kann [10].

Ein verbreitetes Anwendungsgebiet für Mikrowärmeübertrager stellt die Verdampfung von Flüssigkeiten dar, wozu meist parallel angeordnete Mikrokanäle zum Einsatz kommen. Hierbei lassen sich nochmals deutlich höhere Wärmeübergangsraten erzielen als dies in einphasigen Strömungen möglich ist. So lassen sich für siedende Strömungen in  $200\mu\text{m}$  Kanälen Wärmebergangskoeffizienten von über  $10\text{ kW m}^{-2}\text{ K}^{-1}$  erreichen [111], was das zehnfache dessen ist, was typischerweise bei einphasigen Strömungen zu erwarten ist. Dies liegt unter anderem daran, dass hier der Transportwiderstand meist nur in einem sehr dünnen Flüssigkeitsfilm liegt, wodurch die diffusiv zu überwindenden Längenskalen nochmals deutlich unter dem Kanaldurchmesser liegen. Ist die Kanalwand jedoch nicht ausreichend mit Flüssigkeit benetzt, kann der Wärmeübergang auch drastisch einbrechen, da die Gasphase fast immer eine deutlich schlechtere Wärmeleitung aufweist als die Flüssigkeit. Darüber hinaus neigen Mikrokanalverdampfer oftmals zu instabilem Verhalten, wodurch sich teils erhebliche Fluktuationen des Durchflusses ergeben, die mit signifikanten Temperaturschwankungen einhergehen können.

---

## 1.1 Motivation

---

Das bislang am intensivsten erforschten Einsatzgebiete für Mikrokanalverdampfer findet sich im Bereich der Kühlung von elektronischen Schaltkreisen. Durch die fortwährende Weiterentwicklung von elektronischen Bauteilen konnte sich bislang der bereits 1965 von Moore [81] diagnostizierter Trend weitestgehend bewahrheiten, wonach sich die Anzahl an Schaltkreisen, die sich in einzelnen elektronischen Bauteilen unterbringen lässt, alle zwei Jahre verdoppelt. Dies wird auch als das Moorsche Gesetz bezeichnet [102]. Durch diese immer weiter zunehmende Integrationsdichte steigt jedoch auch die pro Volumen von diesen Bauteilen abzuführende elektrische Dissipationsleistung immer weiter an. Eine der wenigen denkbaren Möglichkeiten, die bei anhaltendem Trend in Zukunft auftretenden Wärmeströme abzuführen und dabei die Chiptemperatur unter einem kritischen Wert zu halten, stellen Mikrokanalverdampfer dar. Neben den sehr hohen Wärmestromdichten, die beim Strömungssieden in Mikrokanälen möglich sind, haben diese auch den Vorteil, dass das Fluid aufgrund des Phasenwechsels bei konstanter Temperatur sehr viel Wärme aufnehmen kann. Hierdurch verringert sich die zur Kühlung benötigte Pumpleistung im Vergleich zu einphasigen Kühlungen. Neben der Optimierung des Wärmeübergangs liegt bei der Forschung auf diesem Feld vor allem die Stabilität des Betriebs im Vordergrund, da Temperaturschwankungen hier in hohem Maße unerwünscht sind.

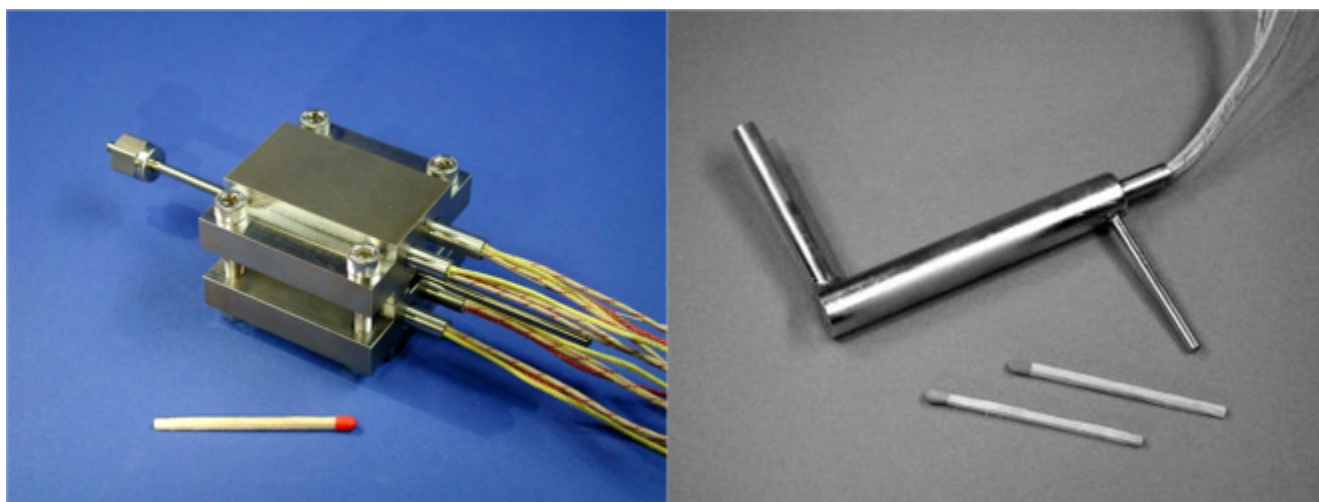
Andererseits werden Mikrokanalverdampfer auch in verfahrenstechnischen Anwendungen eingesetzt, bei denen der Fokus weniger auf der Wärmeabfuhr als viel mehr auf der kontrollierten Verdampfung von Fluidströmen liegt. Im Fall einer Teilverdampfung lassen sich mikrostrukturierte Verdampfer auch für Trennaufgaben einsetzen. Beispiele hierfür sind die durch Kapillardruck getriebene Gravidestillation [107] oder das Entfernen von Lösungsmitteln aus Reaktionsgemischen [17]. Weiterhin eignen sich Mikrokanalverdampfer in besonderer Weise zur Vollverdampfung von kleinen bis mittleren Fluidströmen in Labor- und Technikumsanlagen oder zur Dampferzeugung in mobilen Anwendungen, bei denen ein kleines Apparatvolumen entscheidend ist.



**Abbildung 1.1.:** DIANA: 5 kW Reformersystem zur Stromerzeugung in Passagierflugzeugen auf Basis von Propylenglycol; oben links: Gesamtsystem in Kabinentrolley; unten links: Reformersystem, rechts: Mikrokanalreaktor mit Feedverdampfer (© Fraunhofer IMM)

Ein typisches Gebiet in dem sowohl mikrostrukturierte Verdampfer als auch Reaktoren verbreitet zum Einsatz kommen, findet sich im Bereich der dezentralen oder mobilen Kraftstoffreformierung (z.B. [95], [37]). Durch mehrstufige Verfahren werden hierbei flüssige oder gasförmige Kraftstoffe durch Zugabe von Sauerstoff und Wasserdampf zu Wasserstoff reformiert, der wiederum in Brennstoffzellen in elektrische Energie umgesetzt werden kann. Auf diese Weise lassen sich oftmals höhere Gesamtwirkungsgrade erzielen als dies durch konventionelle Generatoren mit Verbrennungsmotor möglich wäre [63]. Da alle hierbei auftretenden Reaktionen ausschließlich in der Gasphase ablaufen, muss zunächst sowohl das Wasser als auch gegebenenfalls der flüssige Kraftstoff verdampft werden. Das gasförmige Kraftstoff-Wasser-Gemisch wird anschließend im Reformer über eine Dampfreformierung oder durch die partielle Oxidation mit Luftsauerstoff zu einem größtenteils aus Wasserstoff und Kohlenmonoxid bestehenden Reformat umgesetzt. Zur Verbesserung der Wasserstoffausbeute lässt sich ein großer Teil des im Reformat enthaltenen Kohlenmonoxids unter Wasserdampfzugabe durch eine meist zweistufige Wassergas-Shift-Reaktion weiter zu Wasserstoff und Kohlendioxid umsetzen. Zuletzt wird das übrige Kohlenmonoxid oftmals über eine selektive Oxidation exotherm aus dem Gasstrom entfernt, da viele Brennstoffzellen empfindlich auf Kohlenmonoxid reagieren. In diesen Systemen müssen hohe Wärmeströme von den Reaktoren abgeführt werden, die typischerweise zur Verdampfung der flüssigen Feedströme verwendet werden können.

Ein Beispiel für eine solche Anwendung steht im Fokus des Projektes DIANA. Im Rahmen dieses Projekts wird am Fraunhofer IMM ein Stromerzeuger mit einer elektrischen Leistung von 5 kW entwickelt, der zur Versorgung der Bordküche in Passagierflugzeugen und damit zur Entlastung der Triebwerke eingesetzt werden soll. Die Besonderheit ist dabei einerseits, dass als Ausgangsenergieträger ein Gemisch



**Abbildung 1.2.:** elektrisch beheizte Mikrokanalverdampfer; links: eben angeordnete Kanäle mit außenliegenden Heizbacken; rechts: ringförmige Kanalanordnung mit innenliegender Heizkartusche (© Fraunhofer IMM)

aus etwa gleichen Teilen Wasser und Propylenglycol verwendet wird. Dieses Gemisch wird weltweit zur Enteisung der Tragflächen von Flugzeugen eingesetzt und ist somit bereits für den Flugbetrieb lizenziert und weltweit an fast allen Flughäfen verfügbar. Andererseits wird der Stromerzeuger so konzipiert, dass er, wie in Abbildung 1.1 dargestellt, vollständig innerhalb eines standard Flugzeugküchentrolleys untergebracht ist und daher mit minimalem Umbauaufwand in fast allen Passagierflugzeugen eingesetzt werden kann. Die Verdampfung des Feeds erfolgt hierbei in zwei verschiedenen Mikrokanalwärmeübertragern. Etwa ein Drittel des Feeds wird direkt über die Reaktionswärme der stark exothermen selektiven Oxidation beheizt (Abbildung 1.1, rechts), während der Verdampfer für den übrigen Feed über katalytisch verbranntes Anodengas der Brennstoffzelle beheizt wird.

Ein weiteres Anwendungsfeld mit hoher praktischer Bedeutung im Bereich der chemischen Reaktionstechnik ist die Verdampfung kleiner bis mittlerer Flüssigkeitsströme in kontinuierlichen Labor- und Technikumsanlagen. Typische Durchflüsse liegen hierbei im Bereich zwischen 1 und 1000 g/h. Hierbei ist es vor allem entscheidend, möglichst gleichmäßige Dampfströme ohne Flüssiganteil zu gewährleisten. Hierzu werden oftmals elektrisch beheizte Verdampfer mit Kanaldurchmessern zwischen 30 und 200  $\mu\text{m}$  eingesetzt. Abbildung 1.2 zeigt beispielhaft zwei derartige Verdampfer. Diese Verdampfer lassen sich durch Laserablation relativ kostengünstig fertigen und haben einen geringen Platzbedarf. Ein weiterer Vorteil dieser Verdampfer ist, dass sie durch den guten Wärmeübergang mit geringer Wandüberhitzung auskommen, wodurch auch empfindliche Stoffe verdampft werden können ohne sich zu zersetzen.

Im Gegensatz zum Gebiet der Chipkühlung ist das Feld der Dampferzeugung in Mikrokanälen bislang nur sehr wenig erforscht. So gibt es bis heute keine etablierte Auslegungsbasis für den Druckverlust und die Verdampfungsleistung derartiger Apparate, da sich die hier auftretenden Strömungsverhältnisse meist deutlich von denen in Chipkühlern unterscheiden. Als weitere Schwierigkeit kommt hinzu, dass auch diese Verdampfer bisweilen zu instabilem Verhalten neigen, sodass sich oftmals ein periodisch schwankender Dampfstrom einstellt. Auch hier konnten die zugrundeliegenden Mechanismen bislang nicht zufriedenstellend ergründet werden. Aus diesen Gründen zielt die vorliegende Arbeit speziell auf ein Verständnis der in diesen Apparaten auftretenden Phänomene.

---

## 1.2 Zielsetzung und methodisches Vorgehen

---

Um ein tiefergehendes Verständnis von zur Dampferzeugung eingesetzten Mikrokanalverdampfer zu erhalten, werden diese im Rahmen dieser Arbeit sowohl numerisch als auch experimentell untersucht. Es wird ein umfassender Modellierungsansatz erarbeitet, mit dem das komplexe Zusammenspiel von Druckverlust, Wärmeübergang und Wärmeleitung in praktischen Mikrodampferzeugern beschrieben werden kann. Dieser zielt zum einen darauf ab, in Zukunft die Auslegung neuer Verdampfer zu erleichtern. Zum anderen ermöglicht das numerische Modell aber auch Einblicke in experimentell nur schwer zugängliche Phänomene im Inneren der Verdampfer, sodass sich Ursachen für Instabilitäten und Leistungslimitierungen in solchen Apparaten identifizieren lassen. Zusätzlich wird das praktische Verhalten der betrachteten Verdampfer auch experimentell untersucht. Hierbei liegt der Fokus einerseits auf einer systematischen Vorgehensweise über einem breiten Parameterfeld, um eine Validierungsbasis für die Modellierung zu schaffen. Andererseits wird aber auch die Dynamik der auftretenden Instabilitäten detailliert untersucht. Durch diese Arbeit werden somit Grundlagen zur Designoptimierung erarbeitet. Gleichzeitig lassen sich durch die vorliegende Arbeit aber auch optimale Prozessfenster für den Betrieb von unterschiedlichen Verdampfern identifizieren. Schwerpunkt dieser Arbeit ist dabei die Vollverdampfung von Wasser in Mikrokanälen mit Durchmessern zwischen 30 und 120  $\mu\text{m}$ .

Zunächst werden hierzu in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen siedender Strömungen in Mikrokanälen erörtert. Dabei werden, soweit wie möglich, bestehende Ansätze eingesetzt, um die im Fokus liegenden Mikrodampferzeuger zu beschreiben und die zu erwartenden Phänomene einzugrenzen. Es werden jedoch auch Lücken in der bestehenden Literatur aufgezeigt. Speziell für den bei niedrigen Flussraten und höheren Dampfanteilen auftretenden Sonderfall der laminaren Ringströmung wird hierzu ein analytisches Modell entwickelt, über das sich sowohl die Phasenverteilung als auch der Druckverlust sehr kompakt beschreiben lassen. Die allgemeine Gültigkeit dieses neuen Modells wird anhand von Literaturdaten validiert. In Kapitel 3 wird das Verhalten mikrostrukturierter Verdampfer zunächst experimentell untersucht. Dabei wird einerseits das globale Betriebsverhalten unterschiedlicher Verdampfer bei einem breiten Spektrum an Massenströmen und Heizertemperaturen untersucht. Weiterhin wird aber auch das dynamische Verhalten bei auftretenden Instabilitäten genauer analysiert, wodurch sich bereits wichtige Rückschlüsse auf die zugrundeliegenden Mechanismen zeichnen lassen. Anschließend widmet sich Kapitel 4 der numerischen Beschreibung der in Mikrokanalverdampfern auftretenden Prozesse. Hierzu wird ein umfassendes dynamisches Verdampfermodell entwickelt, über das sich sowohl die Strömung innerhalb der einzelnen Kanäle als auch die Wärmeleitung im umgebenden Festkörper beschrieben werden kann. Zusätzlich wird ein vereinfachtes Einzelkanalverdampfermodell entwickelt, das speziell für größere Parameterstudien geeignet ist und deutliche weniger Rechenleistung beansprucht. Zuletzt werden in Kapitel 5 die experimentellen und numerischen Ergebnisse miteinander verglichen, sodass sich Aussagen über die Gültigkeit der getätigten Annahmen machen lassen. Abschließend werden anhand einer Parameterstudie die Auswirkungen unterschiedlicher geometrischer Einflussparameter untersucht, woraus sich neue Designansätze für optimierte Mikrokanaldampferzeuger herleiten lassen.





---

## 2 Theoretische Beschreibung

Viele Beschreibungsansätze, die ursprünglich zur Beschreibung von Zweiphasenströmungen in Makrokanälen entwickelt wurden, lassen sich auch auf Mikrokanäle anwenden. Im ersten Abschnitt dieses Kapitels werden daher zunächst die wichtigsten Grundbegriffe im Bereich siedender Zweiphasenströmungen eingeführt und erläutert. Einen signifikanten Einfluss auf das Verhalten von Mehrphasenströmungen hat das sich jeweils einstellende Strömungsmuster. Aus diesem Grund werden im Anschluss die bei unterschiedlichen Bedingungen auftretenden Strömungsmuster in Gas-Flüssig-Strömungen thematisiert. Dabei wird auch auf die gängigen Methoden zur Vorhersage der auftretenden Strömungsformen, insbesondere in Mikrokanalvollverdampfern, eingegangen. Zuletzt wird erläutert, wie sich Zweiphasenströmungen anhand querschnittsgemittelter Massen-, Impuls- und Energiebilanzen mathematisch beschreiben und modellieren lassen. Um die in Mikroverdampfern auftretende Strömungen mithilfe von querschnittsgemittelten Bilanzgleichungen zu beschreiben, werden zusätzliche Beziehungen zur Beschreibung der Phasenverteilung, des Druckverlusts und des Wärmeübergangs benötigt. Hierfür werden die nach aktuellem Stand der Forschung wichtigsten Ansätze und Korrelationen im anschließenden Abschnitt vorgestellt und diskutiert. Eine der größten Herausforderungen beim Einsatz von Mikrokanalverdampfern ist das häufige Auftreten von instabilen Betriebszuständen. Daher widmet sich ein weiterer Abschnitt den in Zweiphasenströmungen auftretenden Instabilitäten. Es werden deren Ursachen erläutert und verschiedenen Ansätze zu deren Vermeidung diskutiert. Das letzte Unterkapitel widmet sich der analytischen Beschreibung von laminaren Ringströmungen. Da diese Strömungsform in der klassischen Verfahrenstechnik fast keine Rolle spielt, wurde dieser bisher kaum Relevanz beigemessen. Allerdings zeigt es sich, dass gerade bei der Vollverdampfung in Mikrokanälen diese oder ähnliche Strömungsformen eine zentrale Rolle spielen. Daher wird für die laminare Ringströmung ein neues fluiddynamisches Modell entwickelt, mithilfe dessen sich Druckverlust, Phasenverteilung und sogar der Wärmeübergang beim Sieden vollständig analytisch beschreiben lassen. Die Gültigkeit dieses Modells wird anhand von Literaturdaten validiert.

---

### 2.1 Zweiphasenströmungen in Mikrokanälen

---

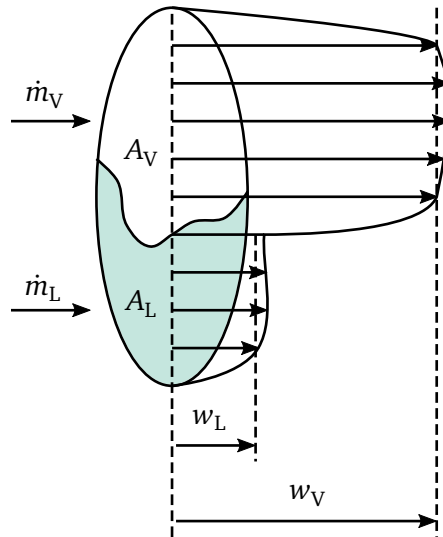
Gas-Flüssig-Strömungen treten in einer Vielzahl von verfahrenstechnischen Anwendungen auf, beispielsweise in Kraftwerken, Pipelines oder in Klimaanlageanlagen. Derartige Mehrphasenströmungen werden meist von hochgradig stationären Vorgängen mit chaotischem Charakter geprägt, in denen beide Phasen intensiv miteinander wechselwirken. Die hierbei auftretenden Phänomene erstrecken sich über ein weites Spektrum an Zeit- und Längenskalen [86]. Für die formale Beschreibung ist man daher in der Regel auf die Verwendung zeitlich und örtlich gemittelter Zustandswerte angewiesen, um quantitative Aussagen über zu erwartende Phänomene, wie Druckverlust oder Phasenverteilung, aufzustellen.

---

#### 2.1.1 Grundlegende Begriffe und Definitionen

---

Einige grundlegende Kenngrößen, die zur Beschreibung von Gas-Flüssig-Strömungen von Bedeutung sind, werden im Folgenden anhand Abbildung 2.1 erläutert. Sofern nicht anders angegeben, sind alle hier vorgestellten Größen als über den Kanalquerschnitt gemittelte Größen aufzufassen. Charakteristisch für eine Gas-Flüssig-Strömung ist, dass beide Phasen mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten durch den



**Abbildung 2.1.:** schematische Darstellung der Phasenverteilung einer Zweiphasenströmung in einer horizontalen Rohrströmung

Kanal fließen. Daher stehen die Massen- oder Volumenströme beider Phasen in einem anderen Verhältnis zueinander als die innerhalb eines Kanalabschnitts gemittelten Massen- und Volumenanteile.

Der **Gesamtmassenstrom**  $\dot{m}$ , der den Querschnitt eines Kanals passiert, setzt sich aus dem **Flüssig-**(L) und dem **Gas-** bzw. **Dampfmassenstrom** (V) zusammen.

$$\dot{m} = \dot{m}_L + \dot{m}_V \quad (2.1)$$

Da jeder Punkt innerhalb des Kanals entweder von der Gas- oder von der Flüssigphase ausgefüllt wird, lässt sich die **Gesamtquerschnittsfläche**  $A$  in die **Gas-** und die **Flüssigquerschnittsfläche** unterteilen.

$$A = A_L + A_V \quad (2.2)$$

Das Verhältnis von Gesamtmassenstrom zur Gesamtquerschnittsfläche wird als **Massenstromdichte**  $G$  bezeichnet.

$$G = \frac{\dot{m}}{A} \quad (2.3)$$

Unter dem **Dampf-** beziehungsweise **Gasanteil**  $x$  wird das Verhältnis von Gas- zu Gesamtmassenstrom verstanden.

$$x = \frac{\dot{m}_V}{\dot{m}} \quad (2.4)$$

Da sich beide Phasen wie bereits erwähnt nicht grundsätzlich mit derselben Geschwindigkeit bewegen, entspricht der Dampfanteil nicht unbedingt dem Massenanteil der Dampfphase innerhalb eines Kanalabschnittes. Aus diesem Grund wird der Dampfanteil  $x$  in der Literatur auch häufig etwas präziser als Strömungsmassendampfgehalt oder auch als Dampfqualität bezeichnet. Mithilfe des Dampfanteils lässt sich die **mittlere spezifische Enthalpie**  $h$  einer zweiphasigen Strömung beschreiben.

$$h = xh_V + (1 - x)h_L \quad (2.5)$$

Falls sich beide Phasen im thermodynamischen Gleichgewicht befinden, lässt sich die mittlere spezifische Enthalpie auch anhand des Dampfanteils ausdrücken.

$$h = h_L^{\text{sat}} + x \Delta h^{\text{LV}} \quad (2.6)$$

Dabei ist  $h_L^{\text{sat}}$  die spezifische Enthalpie der siedenden Flüssigphase und  $\Delta h^{\text{LV}}$  die Verdampfungsenthalpie. Hierüber ergibt sich die Definition des **thermodynamischen Dampfanteils**, der auch als dimensionslose spezifische Enthalpie einer Dampf-Flüssig-Strömung angesehen werden kann.

$$x = \frac{h - h_L^{\text{sat}}}{\Delta h^{\text{LV}}} \quad (2.7)$$

Anhand dieser Gleichung lässt sich der Dampfanteil auch für Bereiche außerhalb des Zweiphasengebiets ausdrücken. So kennzeichnet ein thermodynamischer Dampfanteil kleiner null eine unterkühlte Flüssigkeit und ein Dampfanteil größer als eins eine überhitzte Gasströmung. Es ist hierbei stets zu berücksichtigen, dass das Phasengleichgewicht druckabhängig ist. So führt beispielsweise eine adiabate Druckminderung in einem Drosselventil stets zu einer Erhöhung des thermodynamischen Dampfanteils ohne dass sich die spezifische Enthalpie dabei ändert. Hier führt die Verschiebung des Dampf-Flüssig-Gleichgewichts dazu, dass sensible Wärme in latente Wärme überführt wird, wodurch die Temperatur abnimmt und gleichzeitig der Dampfanteil zunimmt. Dieser sogenannte Flasheffekt kann besonders in Mikrokanälen aufgrund der hier oft sehr hohen Reibungsdruckverluste eine wichtige Rolle spielen. Der **Gesamtvolumenstrom**  $\dot{V}$  lässt sich als Summe der Volumenströme beider Phasen beschreiben, die sich über die gemittelten Dichten der beiden Phasen aus den jeweiligen Massenströmen ergeben.

$$\dot{V} = \dot{V}_L + \dot{V}_V = \dot{m} \left( \frac{1-x}{\rho_L} + \frac{x}{\rho_V} \right) \quad (2.8)$$

Aus den Volumenströmen beider Phasen lässt sich der **Dampfvolumenteil**  $\beta$  festlegen, der in dieser Arbeit als Verhältnis von Dampf- zu Gesamtvolumenteil definiert ist.

$$\beta = \frac{\dot{V}_V}{\dot{V}} = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho_V}{\rho_L}} \quad (2.9)$$

Auch hier unterscheidet sich der Dampfvolumenteil  $\beta$  vom örtlich über den Kanalquerschnitt gemittelten **Dampfphasenanteil**  $\varepsilon$ , der das Verhältnis der von der Gasphase eingenommenen Querschnittsfläche  $A_V$  zum Gesamtquerschnitt darstellt.

$$\varepsilon = \frac{A_V}{A} \quad (2.10)$$

Die durchschnittlichen **Phasengeschwindigkeiten** von Gas und Flüssigkeit ergeben sich aus den jeweiligen Volumenströmen und den durchströmten Flächen.

$$w_V = \frac{\dot{V}_V}{A_V} = \frac{x \dot{m}}{\varepsilon A \rho_V} \quad (2.11)$$

$$w_L = \frac{\dot{V}_L}{A_L} = \frac{(1-x) \dot{m}}{(1-\varepsilon) A \rho_L} \quad (2.12)$$

Da der sich einstellende Dampfphasenanteil  $\varepsilon$  und damit die vom Dampf eingenommene Querschnittsfläche oft zunächst unbekannt sind, werden häufig die **Leerrohrgeschwindigkeiten**  $w^s$  der einzelnen Phasen als charakteristische Größen zur Beschreibung solcher Strömungen verwendet.

$$w_V^s = \frac{\dot{V}_V}{A}; \quad w_L^s = \frac{\dot{V}_L}{A} \quad (2.13)$$

Das Geschwindigkeitsverhältnis beider Phasen zueinander wird weiterhin als **Schlupf** bezeichnet.

$$S = \frac{w_V}{w_L} = \frac{\rho_L}{\rho_V} \frac{x}{1-x} \frac{1-\varepsilon}{\varepsilon} \quad (2.14)$$

Hiermit lässt sich der Dampfanteil  $x$  in den lokalen Dampfphasenanteil  $\varepsilon$  überführen.

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right) S} \quad (2.15)$$

---

## 2.1.2 Zweiphasige Strömungsformen in Mikrokanälen

---

Um nun die in Mikroverdampfern auftretenden Strömungsformen angemessen beschreiben zu können, werden zunächst die wichtigsten Einflussgrößen herausgearbeitet, die sich auf die hier auftretenden Zweiphasenströmungen auswirken. Hierdurch können im Anschluss Aussagen über die jeweils auftretenden Strömungsmuster aufgestellt werden.

---

### Definition von Mikrokanälen

---

Wie der Begriff *Mikro* bereits impliziert, werden unter **Mikrokanälen** gemeinhin solche Kanäle verstanden, deren Durchmesser sich in der Größenordnung von einigen Mikrometern bis zu wenigen Millimetern bewegen. Viele etablierte Ansätze zur Beschreibung von Zweiphasenströmungen in Kanälen mit deutlich größerem Durchmesser, die entsprechend als **Makrokanäle** bezeichnet werden, werden bei der Extrapolation auf kleinere Durchmesser ungenau und unzuverlässig. Um Mikrokanäle von klassischen Makrokanälen auch phänomenologisch abzugrenzen, wurden in der Vergangenheit verschiedene Kriterien erarbeitet, mit deren Hilfe sich ein Übergang von Mikro- zu Makrokanälen charakterisieren lässt.

### Einphasige Flüssigströmungen

In Flüssigkeiten liegt der mittlere Molekülabstand typischerweise in der Größenordnung von  $1 \cdot 10^{-10}$  m. Daher befinden sich schon in einem Volumen von  $1 \mu\text{m}^3$  bereits mehrere Milliarden Moleküle, weshalb hier bereits die klassischen kontinuumsmechanischen Annahmen gelten [54]. Aus diesem Grund können Flüssigströmungen in Mikrokanälen mit den selben Methoden beschrieben werden, die auch für Makrokanäle eingesetzt werden. In vielen Fällen führen die sehr kleinen hydraulischen Durchmesser  $D_H$  jedoch dazu, dass einphasige Strömungen in Mikrokanälen sehr kleine Reynoldszahlen aufweisen und daher fast immer im laminaren Bereich liegen, wogegen Makrokanäle meist im turbulenten Bereich betrieben werden.

**Tabelle 2.1.:** Klassifikation von Kanaldurchmessern für Gasströmungen nach Kandlikar und Grande [52]

Bezeichnung		
Makrokanal	$D > 3 \text{ mm}$	klassische Kontinuumsströmung
Minikanal	$3 \text{ mm} \geq D > 200 \mu\text{m}$	klassische Kontinuumsströmung
Mikrokanal	$200 \mu\text{m} \geq D > 10 \mu\text{m}$	Gleitströmung
Übergangskanal	$10 \mu\text{m} \geq D > 0,1 \mu\text{m}$	
Nanokanal	$0,1 \mu\text{m} \geq D$	Freie Molekularströmung

### Einphasige Gasströmungen

Da der mittlere Molekülabstand in reinen Gasströmungen etwa um den Faktor 10 größer ist als in Flüssigkeiten, kann es bei kleinen Kanaldurchmessern dazu kommen, dass hier das klassische Kontinuumsmodell und damit die Navier-Stokes-Gleichungen nicht mehr in vollem Umfang gelten. In diesem Fall müssen Gasströmungen als Gleitströmungen mit eingeschränkter Wandhaftung oder im Rahmen der kinetischen Gastheorie als verdünnte Gase beschrieben werden. Diese *Verdünnung* von Gasen lässt sich mithilfe der **Kundsenzahl**  $Kn$  beschreiben, die das Verhältnis von der durchschnittlichen freien Weglänge  $\Lambda$ , die ein Molekül zwischen zwei Stößen zurücklegt, zum Kanaldurchmesser  $D$  darstellt.

$$Kn = \frac{\Lambda}{D} \quad (2.16)$$

Die mittlerer freie Weglänge lässt sich hierzu nach mithilfe der dynamischen Viskosität  $\eta$  abschätzen [52].

$$\Lambda = \frac{\eta}{\rho} \sqrt{\frac{\pi}{2RT}}. \quad (2.17)$$

Die auf diese Weise berechnete freie Weglänge beträgt zum Beispiel für Luft bei 300 K etwa 68 nm, wodurch die Knudsenzahl für einen 100  $\mu\text{m}$  Kanal bei etwa 0,0007 liegt. Für Kundsen-Zahlen über 0,001 müssen jedoch nach Kandlikar und Grande [52] bereits erste Verdünnungseffekte berücksichtigt werden. Bis zu einer Knudsenzahl von 0,1 führt dies zunächst zu einer sogenannten Gleitströmung, bei der das Gas nicht mehr an der Kanalwand anhaftet. Solche Strömungen lassen sich mithilfe von angepassten Randbedingungen weiterhin über die klassischen Navier-Stokes Gleichungen beschreiben. Bei einer Knudsenzahl über 10 kommt es kaum noch zu Zusammenstößen zwischen den Molekülen untereinander, wodurch dann von einer sogenannten freien Molekularströmung ausgegangen werden muss. Anhand der Knudsenzahlen für typische Gase haben Kandlikar und Grande [52] eine Klassifikation für kleine, von Gasen durchströmte Kanäle vorgeschlagen. Tabelle 2.1 zeigt die von ihnen vorgeschlagene Durchmesser-einteilung, bei der Mikrokanäle als solche Kanäle bezeichnet werden, in denen für reine Gasströmungen von einer Gleitströmung ausgegangen werden kann. Auch für Gas-Flüssig-Strömungen bedeutet dies, dass in den in dieser Arbeit betrachteten Mikrokanalverdampfern mit Durchmessern zwischen 30 und 120  $\mu\text{m}$  ähnliche Effekte auftreten könnten.

### Zweiphasenströmungen

Für Zweiphasenströmungen bieten sich verschiedene Kriterien zur Unterscheidung zwischen Mikro- und Makrokanälen an, die bisweilen auf unterschiedlichen physikalischen Effekten beruhen. Häufig

**Tabelle 2.2.:** kritische Durchmesser für siedende Fluide bei 1 bar; nach Kew und Cornwell [57]

	Wasser	Ethanol	R134a
$D_{\text{krit}}$ in mm	4,9	0,87	2,14

wird der Übergang von Mikro- zu Makrokanälen anhand des Verhältnisses von Auftriebskraft zu Oberflächenspannung einer den gesamten Kanaldurchmesser ausfüllenden Dampfblase festgemacht. Dieses Verhältnis lässt sich beispielsweise über die **Bondzahl**  $Bd$  beschrieben.

$$Bd = \frac{g(\rho_L - \rho_V)D^2}{\sigma} \quad (2.18)$$

Eine häufig zitierte Schwelle für den Übergang von Mikro- zu Makrokanälen wurde 1997 von Kew und Cornwell [57] vorgeschlagen und basiert auf empirischen Untersuchungen. Dabei nutzten sie allerdings die sogenannte *confinement-number*  $Co$  um den Übergang von Mikrokanälen zu Makrokanälen zu definieren.

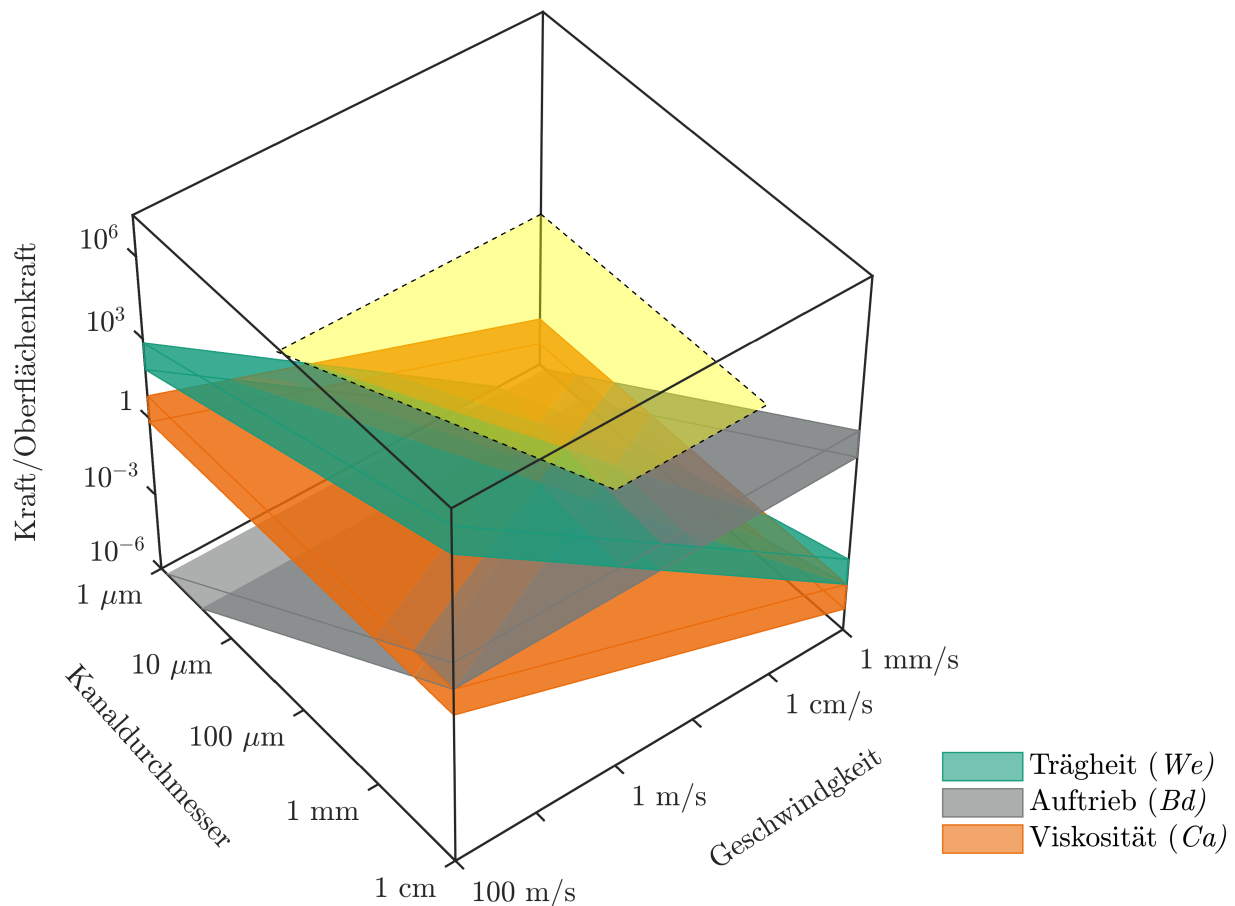
$$Co = \frac{1}{\sqrt{Bd}} \geq 0,5 \quad (2.19)$$

Dieser Wert entspricht einer Bondzahl von  $Bd = 4$ . Hieraus ergeben sich die in Tabelle 2.2 gegebenen kritischen Durchmesser für einige Fluide. Aufgrund der höheren Oberflächenspannung, liegt der kritische Durchmesser von Wasser deutlich über denen von organischen Fluiden wie Ethanol oder dem Kältemittel R134a. Ullmann und Brauner [123] fanden bei der Untersuchung der Strömungsformen in kleinen Kanälen, dass sich diese unterhalb einer kritischen Eötvöszahl von  $Eo = Bd/8 = 0,2$  grundlegend von denen in konventionellen Kanälen unterscheiden, was einer Bondzahl von 1,6 entspricht. Zudem zeigte Bretherton [19] bereits 1961, dass langgezogene Taylorblasen in vertikalen, flüssigkeitsgefüllten Kapillaren ab einer Eötvöszahl von  $Eo = 0,842$  nicht mehr aufsteigen können, was bereits als das wohl früheste Kriterium zur Unterscheidung von Mikro- und Makrokanälen aufgefasst werden kann [119]. Grundsätzlich beschreiben alle drei zuvor vorgestellte Kriterien denselben Effekt und unterscheiden sich nur vergleichsweise geringfügig in den jeweiligen kritischen Kanaldurchmessern. So fallen diese gemäß Ullmann und Brauner etwa 60% kleiner aus als in Tabelle 2.2 angegeben, wogegen sie nach Bretherton etwa 30% größer ausfallen. In allen drei Fällen liegt der kritische Durchmesser jedoch deutlich über dem in dieser Arbeit untersuchten Fall von  $120 \mu\text{m}$ .

Harirchian und Garimella [41] beobachteten bei Untersuchungen der Verdampfung von Flüssigkeiten, dass sich auch die Flussrate auf die Strömungsform auswirkt. Daher schlugen sie die sogenannte *convective confinement number*  $Bd^{1/2}Re_L$  vor, die auch die Reynoldszahl der einströmenden Flüssigkeit  $Re_L$  berücksichtigt. Sie fanden einen Grenzwert von  $Bd^{1/2}Re_L = 160$ , unterhalb dessen sich siedende Strömungen von solchen in Makrokanälen unterscheiden. Bei den im Rahmen der vorliegenden Arbeit untersuchten Kanaldurchmessern zwischen 30 und  $120 \mu\text{m}$  entspricht dies allerdings Flüssig-Reynoldszahlen von deutlich über 2300, welche in dieser Arbeit nicht überschritten werden.

## Skaleneffekte in Zweiphasenströmungen

Wenn ein zweiphasiges Gemisch einen Kanal durchströmt, spielen neben Auftriebs- und Grenzflächenkräften auch viskose Reibungs- und Trägheitskräfte eine Rolle. Eine sehr anschauliche Darstellung der hierbei auftretenden Kräfteverhältnisse in Abhängigkeit vom Kanaldurchmesser und der Strömungsgeschwindigkeit ergibt sich über die in dimensionslose Darstellung von Günther und Jensen [38]. Hierfür



**Abbildung 2.2.:** Kräfteverhältnisse bei Zweiphasenströmungen in Mikrokanälen; Einfluss von Trägheit, Auftrieb und Viskosität im Verhältnis zur Oberflächenkraft, ausgedrückt durch die Weberzahl  $We$ , die Bondzahl  $Bd$  und die Kapillarzahl  $Ca$ ; Die Dicke der Ebenen ergibt sich aus dem typischen Wertebereich für die meisten organischen und anorganischen Fluide. Die gelbe Fläche beschreibt den Bereich, in dem die Oberflächenspannung dominant ist. (nach Günther und Jensen [38])

wird der Einfluss von Trägheit, Scherkraft und Auftrieb jeweils im Verhältnis zur Oberflächenspannung durch die **Weberzahl** ( $We = \rho w^2 D / \sigma$ ), die **Kapillarzahl** ( $Ca = w \eta_L / \sigma$ ) und die **Bondzahl**  $Bd$  ausgedrückt. In Abbildung 2.2 sind die Größenverhältnisse dieser Kennzahlen jeweils in Abhängigkeit von Kanaldurchmesser und Strömungsgeschwindigkeit dargestellt. Die Stärke der eingezeichneten Ebenen beschreibt dabei den Stoffwertebereich typischer organischer und anorganischer Fluide. Es ist gut zu erkennen, dass bei sehr kleinen Kanaldurchmessern und geringen Strömungsgeschwindigkeiten alle dargestellten Kennzahlen kleiner als eins sind und somit die Oberflächenspannung zur dominierenden Kraft wird. Dieser Bereich entspricht im Wesentlichen dem Bereich, den Kawaji und Chung [56] durch entsprechende Grenzwerte von Bond-, Weber- und Kapillarzahl als eigentlichen Mikrobereich festgelegt haben. Hier lässt sich zudem feststellen, dass die zweitstärkste Einflussgröße dort die durch die Kapillarzahl beschriebene viskose Reibungskraft ist. Nimmt der Kanaldurchmesser zu, so gewinnt die Auftriebskraft an Einfluss und wird ab Kanaldurchmessern von etwa 1-2 mm zur dominanten Kraft. Alle im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Kanäle liegen deutlich unter dieser Schwelle. Weiterhin lässt sich gut erkennen, dass je nach Kanaldurchmesser, bei Strömungsgeschwindigkeiten zwischen 0,02 m/s und 2 m/s der Bereich liegt, ab dem die Trägheitskräfte zu einer dominanten Kraft werden.

---

## Turbulenz

Für einphasige Strömungen ist die Reynoldszahl die entscheidende Kenngröße, um deren Turbulenzverhalten zu beschreiben. Bei niedrigen Reynoldszahlen wird eine Strömung vor allem durch viskose Reibung dominiert, wodurch sich ein laminares Flussprofil einstellt, das nahezu unabhängig von der Wandrauigkeit ist. Erst ab einer Reynoldszahl von etwa 2300 werden die Trägheitskräfte bei Strömungen in Kreisrohren so groß, dass diese turbulent werden können. Da Zweiphasenströmungen deutlich mehr Freiheitsgrade aufweisen, gibt es hier verschiedene Ansätze zur Bildung der Reynoldszahl, die entweder für beide Phasen einzeln oder über Mischungsmodelle für beide Phasen gemeinsam gebildet werden. Am häufigsten werden die Leerrohr-Reynoldszahlen  $Re^s$  für beide Phase einzeln anhand der Leerrohrgeschwindigkeit ermittelt, um Aussagen über das zu erwartende Strömungsregime zu treffen [117, 29].

$$Re_V^s = \frac{w_V^s D}{\nu_V} = \frac{xGD}{\eta_V}, \quad Re_L^s = \frac{w_L^s D}{\nu_L} = \frac{(1-x)GD}{\eta_L} \quad (2.20)$$

Es ist somit auch denkbar, dass eine der beiden Phasen turbulent strömt, während sich die zweite Phase noch im laminaren Bereich befindet [74]. Da der Dampfanteil in Mikroverdampfern in Strömungsrichtung zunimmt, ändern sich auch die Reynoldszahlen beider Phasen. Aufgrund der niedrigen dynamischen Viskosität der Gasphase  $\eta_V$  werden bei der Vollverdampfung die höchsten Reynoldszahlen in der Gasphase am Verdampferende erreicht. Speziell in Mikroverdampfern kann hierzu zwischen den zwei grundlegenden Anwendungsbereichen unterschieden werden. In Mikrokanalverdampfern, die zur Kühlung von elektronischen Bauteilen oder Reaktoren eingesetzt werden, werden häufig sehr hohe Flussraten eingesetzt, um eine maximale Wärmeabfuhr zu erreichen. Zudem kommen hier verhältnismäßig große Kanaldurchmesser von einigen hundert Mikrometern bis zu wenigen Millimetern zu Einsatz, um den auftretenden Druckverlust zu begrenzen. In diesen Fällen kommt es oft zu relativ hohen Reynoldszahlen, sodass beide Phasen turbulent strömen, wobei dagegen nur ein kleiner Anteil der einströmenden Flüssigkeit verdampft. Im Fokus der vorliegenden Arbeit liegen dagegen jene Anwendungsfälle, in denen ein Flüssigstrom vollständig verdampft werden soll. Hier lassen sich nur deutlich geringere Flussraten einstellen, da sonst eine vollständige Verdampfung aufgrund des begrenzten Wärmeübergangs nicht möglich wäre. In diesen Fällen werden selbst am Verdampferende nur in Ausnahmefällen Reynoldszahlen von über 1000 erreicht, sodass hier über die gesamte Lauflänge von rein laminaren Strömungen ausgegangen werden darf.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass sich die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Mikrokanaldampferzeuger durch niedrige Bondzahlen charakterisieren lassen und ausschließlich bei moderaten Reynoldszahlen unter 1000 betrieben werden. Damit werden die hier auftretenden Strömungen stets von der Oberflächenspannung sowie von viskoser Reibung dominiert. Weiterhin treten in den betrachteten Verdampfern Dampfanteile auf, die das gesamte Spektrum zwischen null und eins ausmachen.

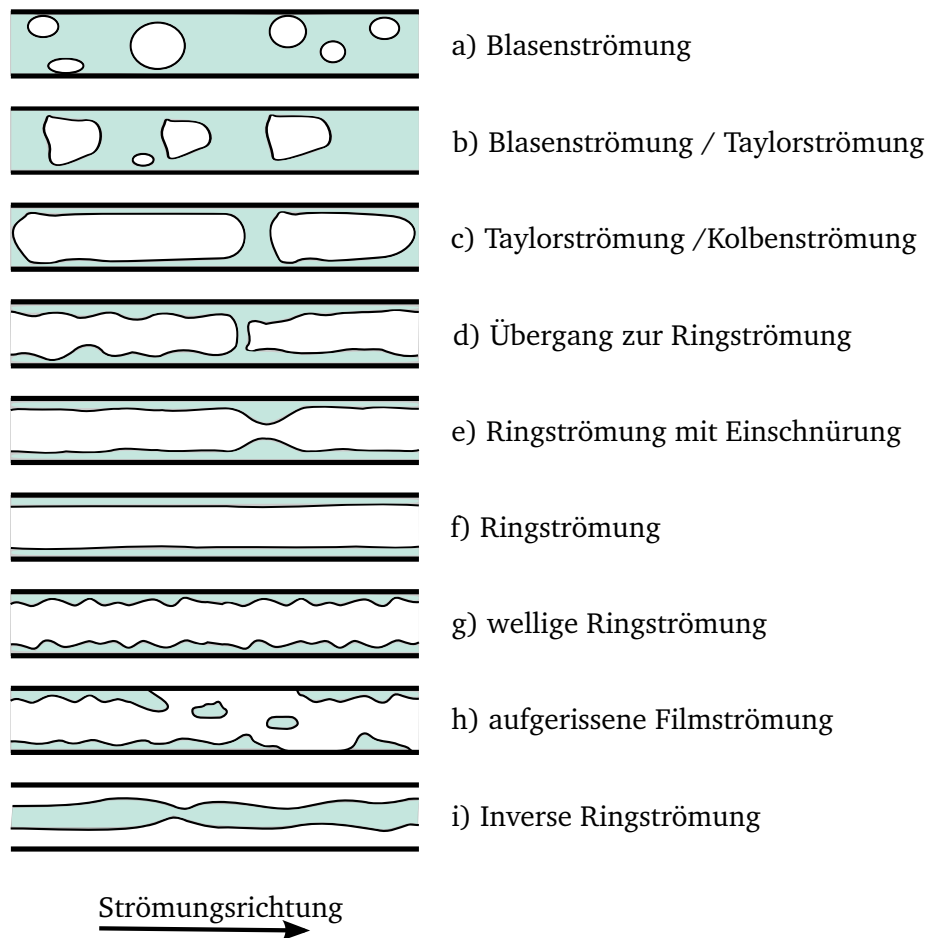
---

## Strömungsformen in Zweiphasenströmungen

---

Für die mathematische Beschreibung von Zweiphasenströmungen ist es von entscheidender Bedeutung, eine gute Vorstellung über die jeweils vorherrschenden Strömungsform zu haben. Die Strömungsart wirkt sich massiv auf alle Transportprozesse aus und ist dadurch ein entscheidender Faktor für den Druckverlust, die Phasenverteilung und den Wärme- sowie den Stoffübergang [66]. Generell finden sich verschieden Ansätze zur Vorhersage der jeweils vorherrschenden Strömungsform. Im Folgenden werden nur die gebräuchlichsten Ansätze vorgestellt, die auch für Mikrokanäle Anwendung finden. Die möglichen Strömungsregimes, die in den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Mikrokanaldampferzeugern auftreten können, lassen sich hierdurch bereits erheblich eingrenzen.





**Abbildung 2.3.:** Strömungsformen in Mikrokanälen

### Strömungsformen in Mikrokanälen

Fast alle Verfahren, die zur Beschreibung der Strömungsformen in Mikrokanälen genutzt werden können, leiten sich von jenen Ansätzen ab, die ursprünglich zur Beschreibung von Makrokanälen entwickelt wurden. Die in Mikrokanälen auftretenden Strömungsformen wurden bereits in vielen Studien experimentell untersucht (z.B. [80, 122, 108, 97, 41]). Trotz vieler Parallelen wurden hier auch einige Strömungsformen beobachtet, die sich grundlegend von denen in Makrokanälen unterscheiden. Eine Zusammenfassung der in diesen Studien beobachteten Strömungsmuster ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Charakteristisch für Mikrokanäle ist, dass die hier auftretenden Strömungsformen nur untergeordnet von der Schwerkraft beeinflusst werden. Bei relativ kleinen Gasflüssen kommt es zunächst wie bei Makrokanälen zur Blasenströmung (a), bei der sphärische Einzelblasen in der Flüssigphase dispergiert sind. Diese Blasen können aufgrund der relativ geringen Auftriebskräfte entweder in der Kanalmitte oder über den gesamten Kanalquerschnitt gleichmäßig verteilt auftreten. Sobald der Durchmesser der einzelnen Gasblasen den Kanaldurchmesser erreicht, kommt es zur für Mikrokanäle typischen Taylorströmung (b und c), bei der sich langgezogene Gasblasen und einphasige Flüssigzonen abwechseln. Wird der Gasanteil weiter erhöht, vereinigen sich die langgezogenen Taylorblasen, sodass es zu einer Ringströmung (e und f) kommt. In horizontalen Makrokanälen würden in diesem Bereich schwerkraftsbedingt typischerweise Schichtströmungen auftreten. Bei sehr hohen Flussraten kann die intensive Wechselwirkung zwischen der Gas- und der Flüssigphase dazu führen, dass die Grenzfläche zwischen den Phasen verformt wird und die Strömung einen welligen Charakter bekommt (g). Teilweise wird auch beobachtet, dass Teilbereiche des Flüssigfilms aufreißen und die Wand somit nicht mehr vollständig benetzt ist (h). Dies geschieht von allem in beheizten Strömungen bei hohen Wärmeströmen. Auch eine schlechte

Benetzbarkeit der Kanalwand oder geringe Flüssigkeitsanteile können zu diesem Strömungsregime führen. Im Extremfall kann es passieren, dass die Kanalwand gar nicht mehr benetzt wird und eine inverse Ringströmung entsteht (i) [42].

---

## Strömungsbilderkarten

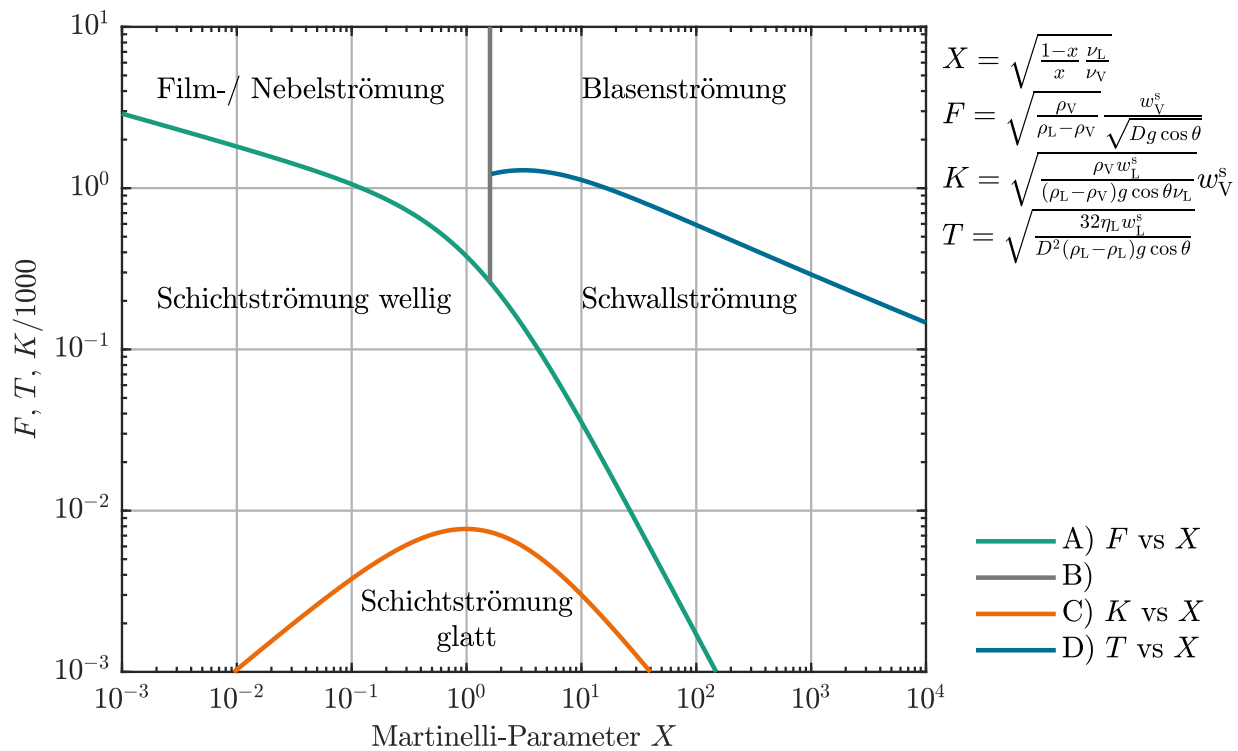
---

Die unter gegebenen Bedingungen in Zweiphasenströmungen vorherrschenden Strömungsformen lassen sich in vielen Fällen anhand empirischer oder halbtheoretisch hergeleiteter Strömungsbilderkarten vorhersagen. Hierbei können jedoch grundsätzlich nur generelle Trend-Aussagen getroffen werden, da ein scharfes Umschalten zwischen zwei Strömungsformen in der Regel nicht stattfindet. Meist werden hierzu die Leerrohrgeschwindigkeiten beider Phasen gegeneinander aufgetragen, sodass sich bei Kenntnis des Dampfanteils und der Flussrate das vorherrschende Strömungsregime ablesen lässt. Zu beachten ist hierbei, dass derartige dimensionsbehafteten Strömungsbilderkarten nur jeweils für bestimmte Fluide in gegebenen Kanalgrößen gelten. Die meisten bislang veröffentlichten dimensionsbehafteten Strömungsbilderkarten, die für Mikrokanäle entwickelt wurden, beziehen sich zudem speziell auf organische Kältemittel, weshalb es bis dato keine Strömungsbilderkarte speziell für Wasser bei niedrigen Reynolds- und Bondzahlen gibt. Allgemeinere Aussagen lassen sich dagegen über dimensionslose Strömungsbilderkarten wie der von Taitel und Dukler [117] treffen, da diese einen weitaus größeren Gültigkeitsbereich aufweisen und bisweilen auch für Mikrokanäle gute Abschätzungen liefern.

### Methode von Taitel und Dukler

Die Methode von Taitel und Dukler ist einer der verbreitetsten Ansätze zur Abschätzung der auftretenden Strömungsformen in adiabaten Zweiphasenströmungen. Dieser halbtheoretisch hergeleitete Ansatz baut auf der Vorstellung einer klassischen Schichtströmung auf, von der aus jeweils analytische Übergangskriterien zu weiteren Strömungsformen erarbeitet wurden. Hierzu wurde ein eigener Satz dimensionsloser Kennzahlen entwickelt, mit denen sich die jeweiligen Übergänge in Abhängigkeit des sogenannten Martinelli-Parameters  $X$  bestimmen lassen. In Abbildung 2.4 sind die Funktionsverläufe der verschiedenen Kennzahlen für laminare Strömungen in horizontalen Rohren wiedergegeben. Diese Funktionsverläufe unterscheiden sich geringfügig von der weiter verbreiteten turbulenten Version dieser Strömungsbilderkarte, wie sie zum Beispiel in Kraume [66] oder Thome [118] zu finden ist. Die verwendeten Gleichungen zur exakten Berechnung der vier Grenzkurven sind im Anhang in Abschnitt A.1 zusammengefasst und erläutert. Um mit dem in Abbildung 2.4 gezeigten Diagramm die jeweils vorherrschende Strömungsform zu bestimmen, wird zunächst anhand einer modifizierten Froudezahl (Linie A) geprüft, ob von einer Schichtströmung oder einer Film- oder Schwallströmung ausgegangen werden kann. Liegt keine Schichtströmung vor, wird anhand des Martinelli-Parameters (Linie B) geprüft, ob von einer Filmströmung oder einer Schwall- oder Blasenströmung ausgegangen werden muss. Gegebenenfalls wird anschließend anhand des durch den Koeffizienten  $T$  ausgedrückten Verhältnisses zwischen Reibungskräften und Auftriebskräften (Linie D) überprüft, ob es sich um eine Blasen- oder eine Schwallströmung handelt. Im Fall einer Schichtströmung wird zudem anhand des durch den Koeffizienten  $K$  ausgedrückten Produkts der modifizierten Froudezahl  $F$  und der Wurzel der Reynoldszahl überprüft, ob diese in welliger Form oder glatt vorliegt (Linie C). Generell müssen Ergebnisse, die aus der Extrapolation dieses Verfahrens auf Mikrokanäle gewonnen werden, mit gebotener Vorsicht behandelt werden. Abgesehen davon, dass die klassische Schichtströmung in Mikrokanälen praktisch nicht vorkommt und in keinem der verwendeten Übergangskriterien die Oberflächenspannung berücksichtigt wird, wird diese Systematik dennoch häufig auch auf Mikrokanäle angewandt und erreicht dabei stets relativ gute Voraussagen [14, 11, 121].

Die Strömungsbilderkarte von Taitel und Dukler lässt sich jeweils für ein gegebenes Stoffsystem in eine dimensionsbehaftete Form übertragen, in der jeweils die Leerrohrgeschwindigkeiten beider Pha-

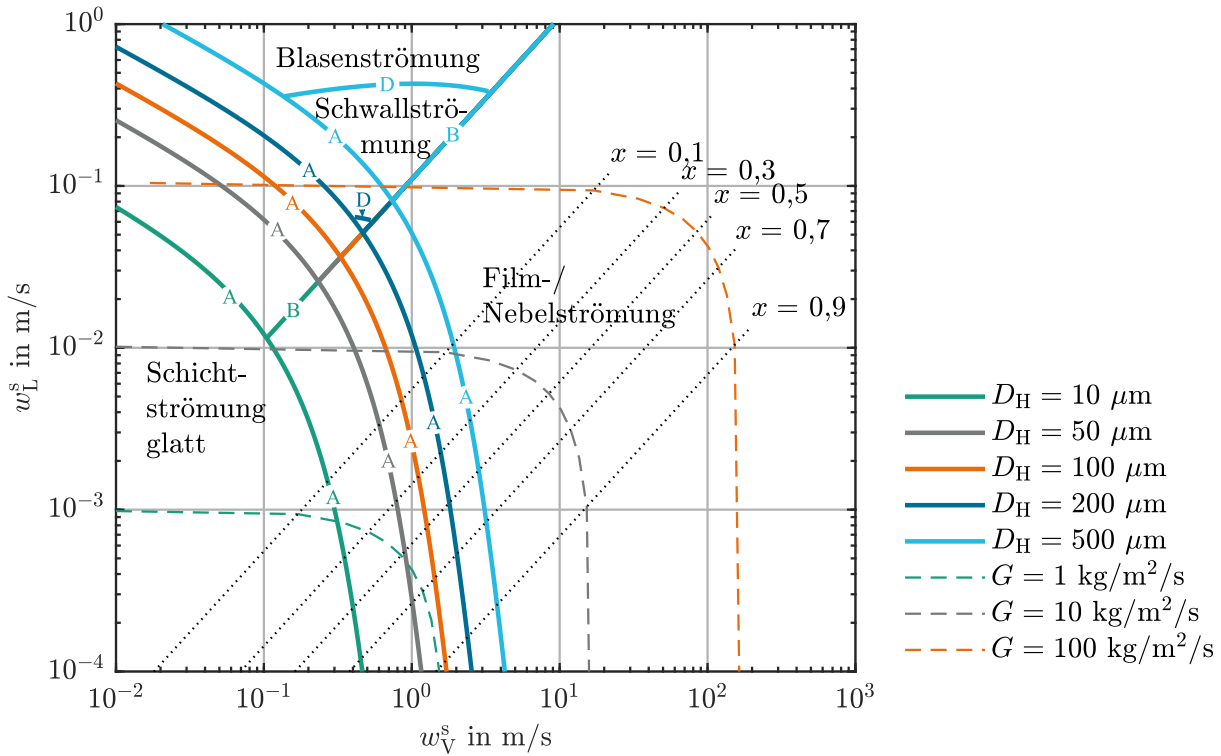


**Abbildung 2.4.:** dimensionslose Strömungsbilderkarte für horizontale Rohre im laminaren Bereich berechnet nach Taitel und Dukler [117]

sen gegeneinander aufgetragen werden. Hierzu müssen die Grenzkurven entsprechend parametrisiert und transformiert werden, um jeweils exakte Funktionsverläufe zu erhalten. Diese Darstellungsweise erlaubt es, das Strömungsmuster direkt abzulesen, ohne vorher die entsprechenden dimensionslosen Kennzahlen zu berechnen. Nachteilig ist dabei, dass die so gewonnenen Strömungskarten jeweils nur für ein bestimmtes Stoffsystem und einen festgelegten Kanaldurchmesser gültig sind. Anstatt die transformierten Grenzkurven nach Taitel und Dukler exakt zu bestimmen, wird in fast allen Arbeiten lediglich ein bestimmter Parameterbereich abgerastert, wodurch an endlich vielen Punkten das Strömungsregime bestimmt wird. Dieser Ansatz findet sich beispielsweise in den Arbeiten von Bar-Cohen und Rahim [14] und von Kwak [69, 70]. Das in dieser Arbeit eingesetzte Verfahren zur exakten Bestimmung der jeweiligen Grenzkurven ist daher im Anhang (Abschnitt A.1) nochmals detailliert erläutert und zusammengefasst.

Abbildung 2.5 zeigt die transformierte Strömungsbilderkarte für siedendes Wasser bei einem Druck von 1 bar und unterschiedlichen Kanaldurchmessern<sup>1</sup>. Für Kanaldurchmesser kleiner als  $200 \mu\text{m}$  gibt es danach nur drei mögliche Strömungsregimes: die glatte Schichtströmung, die Blasenströmung und die Filmströmung. Für größere Kanäle ergibt sich zusätzlich ein Gebiet, in dem Schwallströmungen prognostiziert werden. Der generelle Trend zeigt weiterhin, dass das Gebiet der Schichtströmung mit abnehmendem Kanaldurchmesser zurückgeht. Da Taitel und Dukler in ihrem Modell keine Grenzflächeneinflüsse wie die Oberflächenspannung und die Benetzungseigenschaften der Kanalwand berücksichtigen, muss angenommen werden, dass es auch im Gebiet der vermeintlichen Schichtströmungen ebenfalls zu Ring- oder Taylorströmungen kommt.

<sup>1</sup> Alle Stoffdaten von Wasser wurden in der vorliegenden Arbeit mit dem MATLAB Code XSTEAM von Holmgren [46] berechnet, der auf der Formulierung der IAPWS IF-97 [126] basiert.



**Abbildung 2.5.:** Strömungsbildkarte nach Taitel und Dukler [117]; Die durchgezogenen Linien zeigen die Grenzen für siedendes Wasser bei 1 bar und unterschiedlichen Kanaldurchmessern. Die gestrichelten Linien beschreiben den Verlauf der Leerröhrgeschwindigkeit mit zunehmender Verdampfung.

Formell gilt die Methode von Taitel und Dukler nur für adiabate Strömungen. Gemäß Bar-Cohen und Rahim [14] können jedoch auch beheizte Strömungen jeweils lokal wie adiabate Strömungen behandelt werden, sofern die Heizrate nicht zu groß ist. Um den typischen Arbeitsbereich von Mikroverdampfern zu illustrieren, sind in Abbildung 2.5 zusätzlich die Verläufe der Leerröhrgeschwindigkeiten beider Phasen mit zunehmendem Dampfanteil bei jeweils konstanten Massenstromdichten dargestellt. Ein typischer Mikroverdampfer der mit  $100 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  betrieben wird, durchläuft bei sehr niedrigen Dampfanteilen zunächst die Bereiche der Schicht- und Blasenströmung, wird aber schon bei Dampfanteilen deutlich unter 0,1 in eine Ringströmung übergehen. Der Übergang von der Blasen- zur Filmströmung wird hier allein anhand eines kritischen Martinelli Parameters festgemacht (Linie B in Abbildung 2.4).

$$X_B = \sqrt{\frac{1-x}{x} \frac{\nu_L}{\nu_V}} = 1,6 \quad (2.21)$$

Hieraus lässt sich ein kritischer Dampfanteil  $x_B$  errechnen, ab dem eine Ringströmung vorherrscht.

$$x_B = \frac{1}{1 + X_B^2 \frac{\nu_V}{\nu_L}} \quad (2.22)$$

Für siedendes Wasser ergibt sich bei Normaldruck ein Wert von  $x_B = 0,0056$ . Bei gleichmäßig beheizten Kanälen, in denen keine axiale Wärmeleitung stattfindet, nimmt der Dampfanteil linear mit der Lauflänge zu. Daraus kann geschlossen werden, dass bei der Vollverdampfung in einem Großteil des Zweiphasengebiets eine Ringströmung vorherrscht. Lediglich bei Durchflüssen von deutlich unter  $10 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und

vergleichsweise großen Kanaldurchmessern prognostiziert die Methode von Taitel und Dukler im gesamten Verdampfungsbereich formell eine glatte Schichtströmung, sodass hier keine klare Aussage bezüglich einer Ringströmung getroffen werden kann. In Anbetracht der Tatsache, dass eine geschichtete Strömung in Mikrokanälen ohnehin nicht zu erwarten wäre, lässt sich dennoch zusammenfassend festhalten, dass gemäß der Karte von Taitel und Dukler bei der Vollverdampfungen von Flüssigkeiten in Mikrokanälen die Ringströmung als maßgeblich zu erwartende Strömungsform gelten darf.

### Strömungsbilderkarten für beheizte Kanäle

Für beheizte Mikrokanalverdampfer konnte sich bislang keine allgemeine Strömungsbilderkarte durchsetzen [121]. Revellin und Thome [96] stellten 2007 eine empirisch basierte Systematik zur Ermittlung von Strömungsformen in beheizten Mikrokanälen vor. Den Übergang von der Blasen zur Taylorströmung beschreiben sie mithilfe der Bondzahl, der Reynoldszahl der Flüssigphase sowie der Weberzahl der Gasphase:

$$x = 0,763 (Re_L Bd / We_V)^{0,41} \quad (2.23)$$

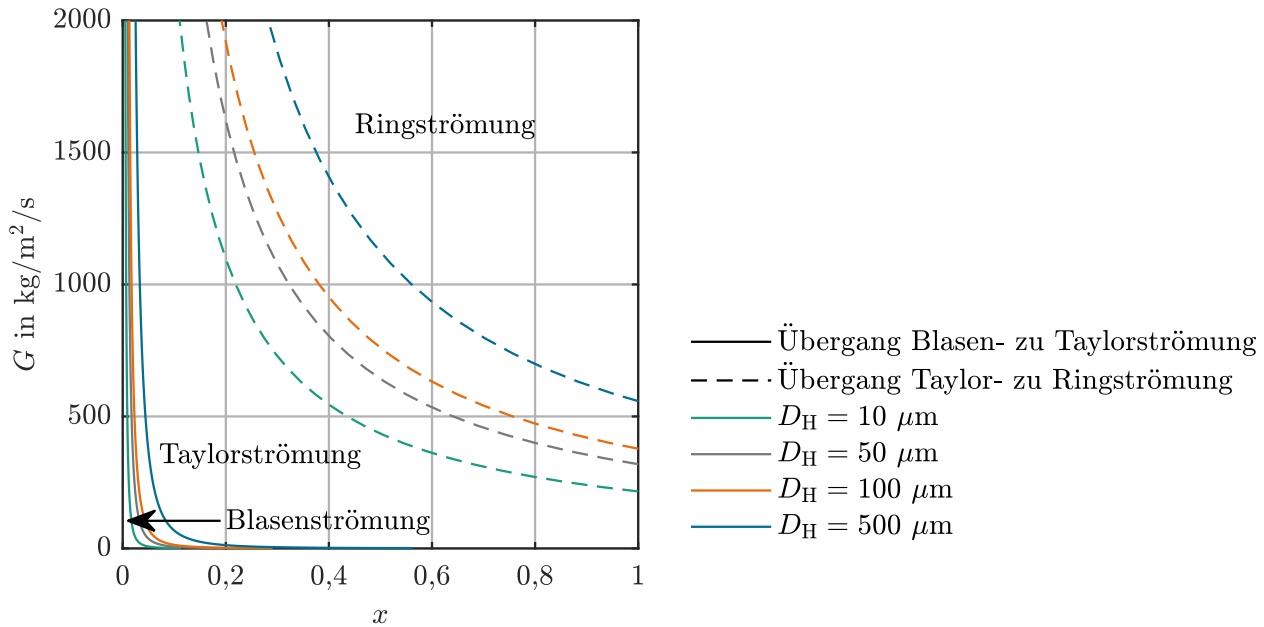
Ebenso wird auch der Übergang von Taylor- zu Ringströmungen beschrieben:

$$x = 0,00014 Re_L^{1,47} We_V^{-1,23} \quad (2.24)$$

Diese Beziehungen sind jedoch nur für zwei bestimmte organische Kältemittel in einem engen Betriebsfenster mit Durchflüssen von  $200\text{--}2000 \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und Kanaldurchmessern von  $0,509\text{--}0,790 \text{ mm}$  validiert. Diese Flussraten entsprechen deutlich höheren Reynoldszahlen als jenen, die typischerweise in Mikrodampferzeugern erreicht werden. Der Übergang zur Ringströmung verschiebt sich hierbei mit abnehmendem Durchfluss zu höheren Dampfanteilen. Dieser Befund wurde ebenfalls von Harirchian und Garimella [42] und Mishima und Hibiki [80] experimentell bestätigt und deckt sich qualitativ mit den Aussagen der Strömungsbilderkarte von Taitel und Dukler bei Kanaldurchmessern von  $500 \mu\text{m}$  und Durchflüssen zwischen  $10$  und  $100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \text{ s})$ . Zu Vergleichszwecken ist die Korrelation von Revellin und Thome [96] zur Beschreibung des Strömungsmuster in Abbildung 2.6 für siedendes Wasser extrapoliert. Demnach wäre bei niedrigen Durchflüssen eher mit einer Taylor- als mit einer Ringströmung zu rechnen. Ein weiterer Trend ist, dass der Übergang zur Ringströmung bei kleineren Kanaldurchmessern bereits bei niedrigeren Dampfanteilen stattfindet, was wiederum für die Dominanz der Ringströmung in sehr kleinen Mikrokanalverdampfern spricht und ebenfalls qualitativ den Aussagen der Strömungsbilderkarte von Taitel und Dukler entspricht.

Die nach eigenen Aussagen erste Strömungsbilderkarte für die Verdampfung von Wasser in Mikrokanälen veröffentlichten Singh u. a. [110] im Jahr 2009. Hierzu führten sie optische Untersuchungen an einem rechteckigen  $140 \mu\text{m}$  Siliziumkanal durch, der nach oben mit einer Quarzglasplatte verschlossen war. Sie konnten die generellen Befunde von Revellin und Thome [96] zwar qualitativ bestätigen, jedoch fand der Übergang von der Blasen- zur Ringströmung bei deutlich geringeren Durchflüssen statt als Abbildung 2.6 dies vermuten lässt. Weitere Strömungsbilderkarten für Mikrokanäle wurden beispielsweise von Triplett u. a. [122] und Kawahara u. a. [55] jeweils für spezifische Stoffe und Kanaldurchmesser erarbeitet. Eine generelle und allgemein anerkannte Methode zur Vorhersage des Strömungsregime in Mikrokanälen, die auch für Wasser gilt, gibt es damit allerdings bislang nicht.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass in Mikroverdampfern bei kleinen Reynolds- und Bondzahlen gemäß der gängigen Literatur vor allem die laminare Ringströmungen und teilweise bei geringen Dampfanteilen Taylorströmungen als dominante Strömungsformen vorliegen. Dies wird besonders bei der mathematischen Beschreibung der Verdampfer relevant.



**Abbildung 2.6.:** Strömungsbilderkarte für beheizte Mikrokanäle von Revellin und Thome [96]; extrapoliert für siedendes Wasser bei  $p = 1 \text{ bar}$ ,  $L = 32 \text{ mm}$ ,  $x_{\text{aus}} = 1$  und verschiedenen Kanaldurchmessern

### 2.1.3 Strömungsmodelle

Zur mathematischen Beschreibung von Zweiphasenströmung gibt es unterschiedliche Ansätze, die sich in ihrer Modellgenauigkeit unterscheiden. Um das kleinskalige Verhalten von Zweiphasenströmungen zu untersuchen, werden oft dreidimensionale ab-initio Modellierungsansätze eingesetzt. Diese beschreiben die dreidimensionalen Navier-Stokes Gleichungen und lösen die genaue Lage der Phasengrenzfläche innerhalb der Strömung auf, sodass die hier auftretenden Kräfte und Materialflüsse explizit ausgedrückt werden können. Hierdurch lassen sich lokale Phänomene wie beispielsweise die Blasenentstehung beschreiben. Alternativ lässt sich eine Strömung durch entsprechende Mittelwertbildungen als Kontinuum zweier sich gegenseitig durchdringender Phasen näherungsweise beschreiben. Dabei werden meist nur die über den Querschnitt gemittelten Strömungsgrößen betrachtet, sodass in diesem Fall ein rein eindimensionales Problem entsteht. Derartige Ansätze werden zur Beschreibung von großskaligen Phänomenen eingesetzt wenn eine grenzflächenauflösende Beschreibung numerisch zu aufwändig wäre [86].

### Eindimensionale Zweiphasenströmungen

Strömungen in geschlossenen Kanälen oder Rohren weisen in der Regel eine Hauptrichtung auf, weshalb viele Modellierungsansätze auf eindimensionalen Betrachtungsweisen beruhen. Dabei werden anstelle der dreidimensionalen Navier-Stokes-Gleichungen zur Beschreibung der lokalen Geschwindigkeiten nur die über den Strömungsquerschnitt gemittelten Geschwindigkeiten beider Phasen betrachtet. Allerdings ist man dafür auf zusätzliche Hilfsbeziehungen für die Phasenverteilung, den Reibungsdruckverlust und den Wärmeübergang angewiesen, wodurch sich die Modelltiefe verringert. Zur eindimensionalen Beschreibung von Mehrphasenströmungen werden in der Regel die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie nach Eulerscher Betrachtungsform aufgestellt, um die Strömungsgrößen Geschwindigkeit, Druck und Enthalpie miteinander zu verknüpfen.

Beim allgemeinen **Zwei-Fluid-Modell** werden die Erhaltungsgleichungen für beide Phasen unabhängig von einander aufgestellt, wodurch sich insgesamt sechs unabhängige Gleichungen ergeben. Dieses allgemeine Zwei-Fluid-Modell lässt sich wiederum auf insgesamt drei Bilanzgleichungen reduzieren, wenn nur die integralen Strömungsgrößen wie Gesamtdruckabfall oder Gesamtwärmeübergang für beide Phasen zusammen von Interesse sind. Dies ist beispielsweise bei siedenden Strömungen der Fall, bei denen sich beide Phasen im thermodynamischen Gleichgewicht befinden. Beim sogenannten **heterogenen Mischungsmodell** werden die Gesamterhaltungsgleichungen für beide Phasen gemeinsam aufgestellt. Formell wird dabei davon ausgegangen, dass beide Phasen wie bei einer Schichtströmung mit jeweils unterschiedlichen Geschwindigkeiten nebeneinander durch den Kanal strömen. Allerdings ignoriert dieses Modell die sich aus den Geschwindigkeitsprofilen ergebenden Ungleichverteilungen der Geschwindigkeiten der einzelnen Phasen.

Das heterogene Mischungsmodell lässt sich nochmals weiter zum **homogenen Modell** vereinfachen, wenn davon ausgegangen wird, dass beide Phasen mit derselben Geschwindigkeit durch den Kanal fließen. Hierdurch reduziert sich das heterogene Modell nochmals um einen Freiheitsgrad, da keine zusätzliche Beziehung für den Gasphasenanteil  $\varepsilon$  benötigt wird. Eine Erweiterung des homogenen Modells stellt das sogenannte **Driftströmungsmodell** von Zuber und Findlay [145] dar. Hierbei wird einerseits die Ungleichverteilung der Geschwindigkeit über den Kanalquerschnitt über einen Verteilungsparameter  $C_0$  berücksichtigt, während andererseits die unterschiedlichen Phasengeschwindigkeiten über die sogenannte Driftgeschwindigkeit  $w_{VU}$  berücksichtigt werden. Da dieses Modell allerdings sehr aufwändig ist, wird es in der Praxis nur in Sonderfällen eingesetzt [105]. Auch das allgemeine Zwei-Fluid-Modell wird aufgrund seiner Komplexität selten zur Beschreibung von Verdampfern eingesetzt. Aus diesen Gründen stellt das heterogene Modell die gebräuchlichste Beschreibungsform für siedende Zweiphasenströmungen dar, wobei es in einigen Arbeiten zum homogenen Modell vereinfacht wird.

Anhand dem in Abbildung 2.7 dargestellten differentiellen Kanalelements werden im Folgenden die Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie gemäß dem heterogenen Mischungsmodell aufgestellt. Es wird bei der Herleitung angenommen, dass der Druck über den Kanalquerschnitt verteilt konstant ist. Somit bleiben von Grenzflächenkräften verursachte Druckunterschiede zwischen beiden Phasen unberücksichtigt. Für eine ausführlichere Herleitung sei an dieser Stelle an das Lehrbuch von Oertel [86] verwiesen.

## Massenbilanz

Aufgrund der Massenerhaltung ändert sich die Gesamtmasse innerhalb eines ortsfesten Volumenelements entsprechend der über die Grenzen transportierten Massenströme.

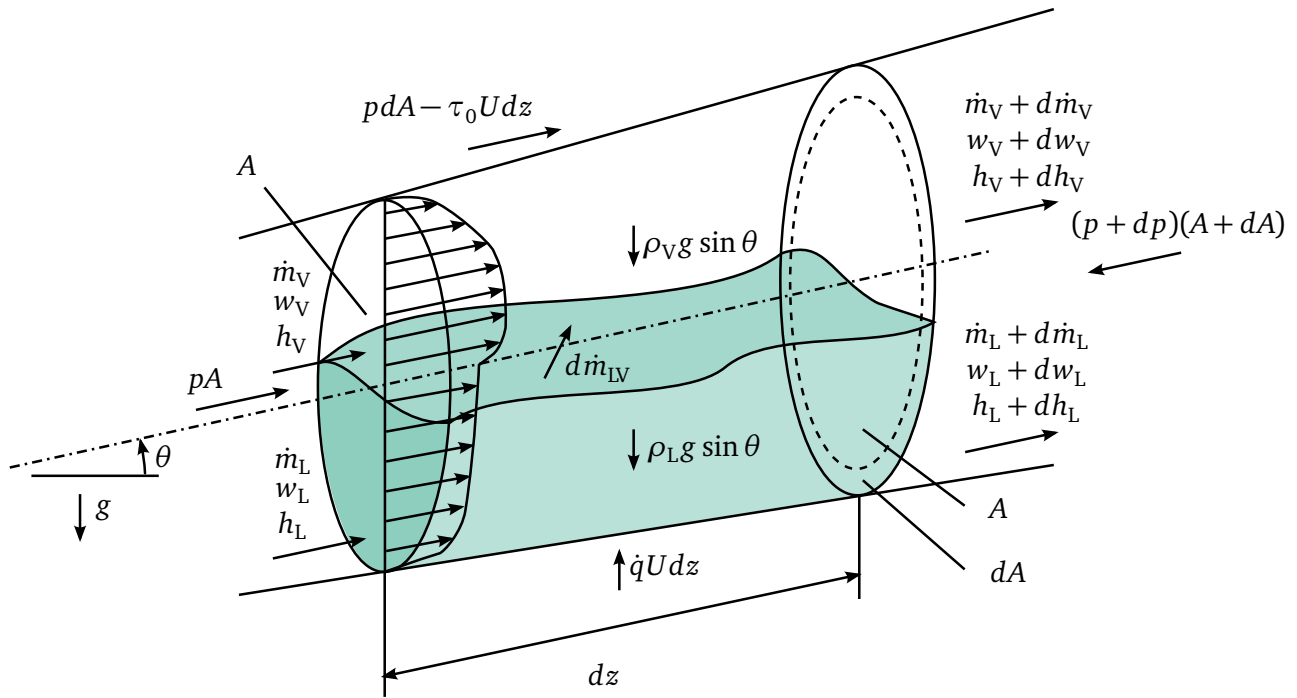
$$Adz \frac{\partial (\varepsilon \rho_V + (1 - \varepsilon) \rho_L)}{\partial t} = \dot{m}_V(z) + \dot{m}_L(z) - \dot{m}_V(z + dz) - \dot{m}_L(z + dz) \quad (2.25)$$

Dies lässt sich über eine Taylorentwicklung zur allgemein gebräuchlichen Form der Massenbilanz umformen:

$$\underbrace{A \frac{\partial \rho_{\text{mix}}}{\partial t}}_{\text{Massenänderung}} = \underbrace{- \frac{\partial \dot{m}}{\partial z}}_{\text{Konvektion}} \quad (2.26)$$

Hierbei beschreibt  $\rho_{\text{mix}}$  die über die Querschnittsfläche gemittelte Mischungsdichte.

$$\rho_{\text{mix}} = \varepsilon \rho_V + (1 - \varepsilon) \rho_L \quad (2.27)$$



**Abbildung 2.7.:** differenzielles Bilanzvolumen einer allgemeinen Zweiphasenströmung in einem geneigten Kanal mit veränderlichem Querschnitt

### Impulsbilanz

Die Impulsbilanz wird im Folgenden lediglich in axialer Richtung aufgestellt. Für das in Abbildung 2.7 gezeigte Volumenelement ergibt sich diese aus der Summe aller Kräfte und Impulsströme, die in Strömungsrichtung auf das Bilanzvolumen einwirken. Die auf das Fluidelement wirkenden Kräfte setzen sich dabei aus Druck- und Reibungskräften sowie aus der Erdbeschleunigung zusammen.

$$\begin{aligned}
 m_V \frac{\partial w_V}{\partial t} + m_L \frac{\partial w_L}{\partial t} = & pA - (p + dp)(A + dA) \\
 & + p dA - \tau_0 U dz \\
 & - mg \sin \theta \\
 & + \dot{m}_V w_V + \dot{m}_L w_L \\
 & - (\dot{m}_V + d\dot{m}_V)(w_V + dw_V) - (\dot{m}_L + d\dot{m}_L)(w_L + dw_L)
 \end{aligned} \quad (2.28)$$

Die über die Umfangsfläche auf das Bilanzvolumen einwirkende Scherkraft wird hierbei üblicherweise durch den Reibungsdruckverlust ausgedrückt.

$$\tau_0 U dz = - \frac{\partial p}{\partial z_r} A dz \quad (2.29)$$

Hiermit lässt sich Gleichung 2.28 zur allgemeinen Form der Impulsbilanz umformen.

$$\underbrace{\frac{1}{A} \frac{\partial \dot{m}}{\partial t}}_{\text{Impulsänderung}} = - \underbrace{\frac{\partial p}{\partial z}}_{\text{Druckgradient}} + \underbrace{\left( \frac{\partial p}{\partial z} \right)_r}_{\text{Reibung}} - \underbrace{\rho_{\text{mix}} g \sin \theta}_{\text{Schwerkraft}} - \underbrace{\frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\dot{m}^2}{A \rho'} \right)}_{\text{Beschleunigung}} \quad (2.30)$$



Dabei drückt  $\rho'$  die **effektive Impulsdichte** [86] aus.

$$\rho' = \left( \frac{(1-x)^2}{\rho_L(1-\varepsilon)} + \frac{x^2}{\rho_V\varepsilon} \right)^{-1} \quad (2.31)$$

## Energiebilanz

Auf eine vollständige Herleitung der Energiebilanz wird an dieser Stelle verzichtet. Da bei der Verdampfung die konvektiven Terme bei Weitem überwiegen, können andere Einflüsse wie die viskose Reibung oder die axiale Wärmeleitung im Fluid vernachlässigt werden. Weiterhin können die potentiellen und kinetischen Energien der Strömung ebenfalls ignoriert werden.

$$\underbrace{\frac{\partial \rho_{\text{mix}} h^*}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t}}_{\text{Energieänderung}} + \underbrace{\frac{1}{A} \frac{\partial \dot{m} h}{\partial z}}_{\text{konvektiver Transport}} = \underbrace{\dot{q} \frac{U}{A}}_{\text{Wärmeübergang}} \quad (2.32)$$

Dabei beschreibt  $\dot{q}$  die über den Kanalumfang  $U$  gemittelten Wärmestromdichte, die an das Fluid übertragen wird und  $h^*$  die mittlere spezifische Enthalpie im Bilanzvolumen.

$$h^* = \frac{\rho_L(1-\varepsilon)h_L + \rho_V\varepsilon h_V}{\rho_{\text{mix}}} \quad (2.33)$$

## 2.2 Dampfphasenanteil, Druckverlust und Wärmeübergang

Um die Erhaltungsgleichungen des im zuvor vorgestellten heterogenen Modells zu lösen, werden neben entsprechender Anfangs- und Randbedingungen zusätzliche Beziehungen für den Gasphasenanteil, den Reibungsdruckverlust und den Wärmeübergang benötigt. Aufgrund der häufig sehr komplexen Vorgänge innerhalb zweiphasiger Strömungen beruhen die meisten Korrelationen entweder auf empirischen Ansätzen oder auf semianalytischen Überlegungen.

### 2.2.1 Dampfphasenanteil in siedenden Strömungen

Der Gasphasenanteil  $\varepsilon$  findet sich sowohl in der Massen-, der Impuls- als auch in der Energiebilanz wieder. Aus diesem Grund ist der Gasphasenanteil in Zweiphasenströmungen bereits sehr umfangreich untersucht worden und es gibt entsprechend viele Berechnungsansätze hierfür. Einen sehr umfassenden Überblick über eine Vielzahl der publizierten Korrelationen für den Dampfphasenanteil in Gas-Flüssig-Strömungen geben Woldesemayat und Ghajar [135]. Viele Beschreibungsansätze beruhen auf dem sogenannten Schlupfmodell. Im einfachen Fall einer homogenen Strömung strömen beide Phasen mit derselben Geschwindigkeit wodurch der Schlupffaktor den Wert 1 annimmt.

$$S = \frac{w_V}{w_L} = 1 \quad (2.34)$$

In diesem Fall wird der Gasphasenanteil  $\varepsilon$  gleich dem Gasvolumenstromanteil  $\beta$ , was dem homogenen Mischungsmodell entspricht. Das Modell der homogenen Strömung gibt gute Ergebnisse für solche Strömungen, bei denen die disperse Phase homogen über den gesamten Kanalquerschnitt verteilt ist, wie dies beispielsweise bei Nebelströmungen oder auch in Taylorströmungen mit vernachlässigbarem Flüssigfilm häufig der Fall ist. Auch für konventionelle Blasenströmungen wird das homogene Modell

verbreitet eingesetzt. Weil die Gasblasen in Mikrokanälen jedoch häufig in der Kanalmitte strömen, wo die höchsten Geschwindigkeiten auftreten, ist das homogene Modell hier nur bedingt gültig, da hier ein signifikanter Schlupf auftritt. Speziell im Bereich der beginnenden Verdampfung kann der Beschleunigungsdruckverlust bei homogenen siedenden Strömungen sehr hoch sein. Dies liegt daran, dass sich, bedingt durch die etwa drei Größenordnungen niedrigere Dichte der Gasphase als jene der Flüssigphase, die Strömungsgeschwindigkeit schon bei einem Dampfanteil von nur einem Prozent im Vergleich zu einer einphasigen Flüssigströmung bereits verzehnfacht und bei einem Dampfanteil von zehn Prozent bereits verhundertfacht. Daher kann der Beschleunigungsdruckverlust speziell bei hohen Heizraten einen Großteil des Gesamtdruckverlusts ausmachen.

Ein weit verbreitetes Modell zur Beschreibung des Dampfphasenanteils in schlupfbehafteten Zweiphasenströmungen wurde von Zivi [144] vorgestellt und beruht auf der Vorstellung, dass sich die Phasenverteilung jeweils so einstellt, dass die kinetische Energie der Strömung minimiert wird. Der Schlupffaktor ergibt sich in diesem Fall lediglich aus dem Dichteverhältnis beider Phasen.

$$S = \left( \frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{2/3} \quad (2.35)$$

Dieses Modell wird aufgrund seiner analytischen Herleitung und der relativ simplen Form sehr häufig zur Beschreibung von Mikrokanalströmungen eingesetzt (z.B. [60], [101]). Allerdings wird das Strömungsprofil in laminaren Strömungen in der Realität nicht durch die kinetische Energie, sondern vor allem durch viskose Reibung und Oberflächenspannung bestimmt.

Genauso führt eine Minimierung des Impulsstroms der Strömung zum Modell des minimalen Impulses [120]. In diesem Fall ergibt sich eine leicht abgewandelte Form des Modells von Zivi.

$$S = \left( \frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{1/2} \quad (2.36)$$

Ein weiteres semianalytisches Modell wurde von Chisholm [23] anhand eines vereinfachten Modells einer Ringströmung entwickelt.

$$S = \left( 1 - x \left( 1 - \frac{\rho_L}{\rho_V} \right) \right)^{1/2} \quad (2.37)$$

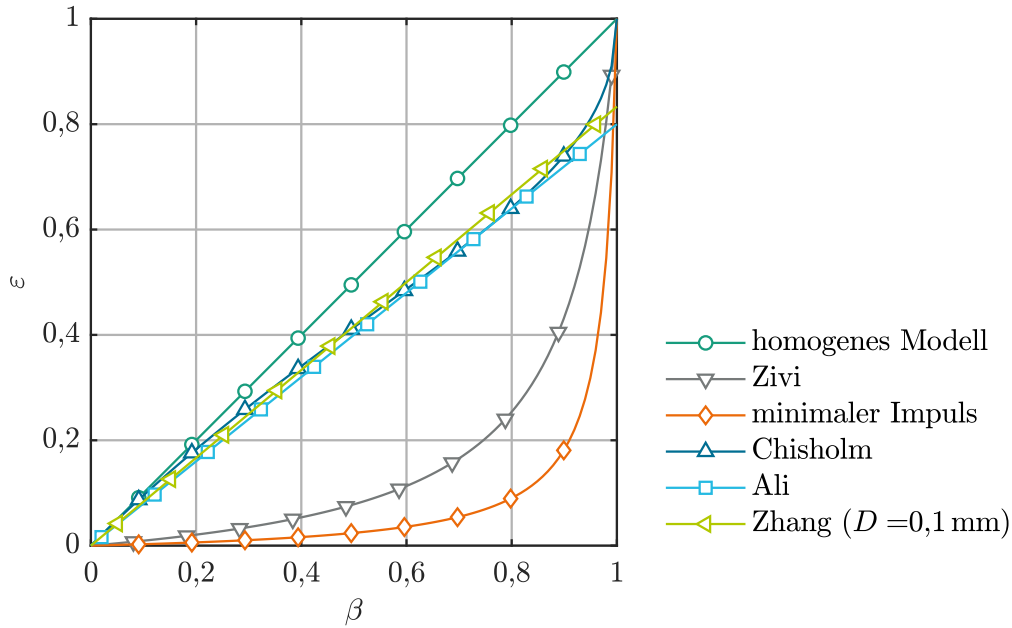
Charakteristisch für dieses Modell ist, dass es für kleine Dampfanteile in das homogene Modell und für große Dampfanteile in das des minimalen Impulses übergeht.

Viele empirische Modelle zur Beschreibung der Phasenverteilung basieren auf dem relativ komplexen Driftströmungsmodell. Ohne näher auf dieses Modell einzugehen, lässt sich daraus der Gasphasenanteil direkt ableiten, sodass sich dieser direkt aus den Modellgleichungen des Driftströmungsmodells ableiten lässt [119, 142].

$$\varepsilon = \frac{\dot{V}_V}{C_0 \dot{V} + A w_{VU}} \quad (2.38)$$

Hierbei sind  $C_0$  der sogenannte Verteilungsparameter und  $w_{VU}$  die Driftgeschwindigkeit der Gasphase, für die es wiederum jeweils verschiedene Berechnungsansätze gibt. Zhang u. a. [142] schlagen vor, bei Blasen- oder Pfropfenströmungen in Mini- oder Mikrokanälen zur Bestimmung des Dampfphasenanteils die Driftgeschwindigkeit zu null zu setzen und den Verteilungsparameter über eine empirische Korrelation als Funktion der confinement number  $Co$  zu bestimmen.

$$C_0 = 1,20 + 0,380e^{-1,39Co} \quad (2.39)$$



**Abbildung 2.8.:** Vergleich von unterschiedlichen Korrelationen zum Bestimmen des Gasphasenanteils  $\varepsilon$  für siedendes Wasser bei 1 bar

Somit lässt sich nun der Dampfphasenanteil bestimmen:

$$\varepsilon = \frac{\beta}{C_0} = \frac{\beta}{1,20 + 0,380e^{-1,39Co}} \quad (2.40)$$

Eine weitere Korrelation, die interessanterweise häufig zur Beschreibung von Strömungen in Mikrokanalverdampfern eingesetzt wird, wurde von Ali u. a. [2] vorgeschlagen und basiert wiederum auf der Formel von Armand [5]:

$$\varepsilon = 0,8 \beta \quad (2.41)$$

Diese Formulierungen sind beide formell Abwandlungen des homogenen Modells, ergeben jedoch bei höheren Dampfanteilen naturgemäß keine sinnvollen Ergebnisse, da der Dampfphasenanteil selbst bei vollständig verdampften Strömungen kleiner als eins ist, was nicht physikalisch zu begründen ist.

In Abbildung 2.8 sind die vorgestellten Korrelationen zur Bestimmung des Dampfphasenanteils jeweils für siedendes Wasser bei Umgebungsdruck wiedergegeben. Gut zu erkennen ist, dass die Korrelation von Zivi und das Modell des minimalen Strömungsimpulses zu deutlich niedrigeren Dampfphasenanteilen führen als die übrigen Modelle. Beachtenswert ist auch, dass bis auf das Modell von Zhang u. a. [142] keine der Korrelationen den Kanaldurchmesser berücksichtigt. Da sich die bislang vorgestellten Korrelationen untereinander erheblich unterscheiden, lässt sich nicht ohne weiteres bestimmen, welches dieser Modelle am ehesten für die Beschreibung von Mikrokanalvollverdampfen geeignet ist. Aus diesem Grund wird in Abschnitt 2.4 ein neues, rein analytisches Modell für ideale laminare Ringströmungen entwickelt, über welches sich der Dampfphasenanteil in diesem Strömungsregime exakt vorhersagen lässt.

## 2.2.2 Reibungsdruckverlust

Bei der Beschreibung des Druckverlusts, wird in dieser Arbeit der Fokus auf den laminaren Bereich gelegt, da die Reynoldszahlen in allen betrachteten Mikrokanaldampferzeugern stets deutlich unter dem

kritischen Wert von 2300 liegen. Bei voll ausgebildeten laminaren Strömungen, ergibt sich ein proportionaler Zusammenhang zwischen Durchfluss und Reibungsdruckverlust, wobei zumindest bei einphasigen Strömungen die entscheidende Stoffeigenschaft die kinematische Viskosität  $\nu$  ist. Für laminare Strömungen gilt ein ähnlicher Zusammenhang auch im Zweiphasengebiet, weshalb im Folgenden eine effektive kinematische Viskosität als charakteristische Größe für den Druckverlust herausgearbeitet wird.

---

## Einphasige Strömungen

---

Der durch Reibung verursachte Druckverlust in einphasigen Strömungen lässt sich Allgemeinen über den **Widerstandsbeiwert**  $\zeta$  ausdrücken.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\zeta \frac{\rho}{2} \frac{w^2}{D_H} \quad (2.42)$$

Dabei bezeichnet  $D_H$  den **hydraulischen Durchmesser**, der sich aus dem Verhältnis von durchströmter Querschnittsfläche  $A$  und dem benetzten Kanalumfang  $U$  bildet.

$$D_H = \frac{4A}{U} \quad (2.43)$$

Der Widerstandsbeiwert hängt dabei von der Reynoldszahl ab, die ebenfalls mit dem hydraulischen Durchmesser als charakteristische Längenskala gebildet wird. Für hydrodynamisch voll ausgebildete, laminare Rohrströmungen lässt sich der Widerstandsbeiwert über das Hagen-Poiseuillesche Gesetz beschreiben.

$$\zeta = \frac{64}{Re} \quad (2.44)$$

Im angelsächsischen Sprachraum wird meist anstelle des Widerstandsbeiwertes  $\zeta$  der Fanningsche Reibungsfaktor  $f$  verwendet.

$$f = \frac{\zeta}{4} \quad (2.45)$$

Die **hydrodynamische Einlaufänge**  $L_e$  einer laminaren Rohrströmung lässt sich über die Reynoldszahl abschätzen [113].

$$L_e = 0,056 Re D \quad (2.46)$$

Nach dieser Strecke hat sich die Geschwindigkeit in Strömungsrichtung bis auf eine maximale Abweichung von 1 % an den Wert der Poiseuille-Strömung angenähert. Im Einlaufbereich ist der Druckverlust etwas höher als im voll ausgebildeten Bereich, da hier höhere radiale Geschwindigkeitsgradienten auftreten. Da die in dieser Arbeit betrachteten Mikrokanäle alle sehr hohe Länge-zu-Durchmesser-Verhältnisse aufweisen und zudem stets bei kleinen Reynoldszahlen betrieben werden, lässt sich der Einlaufeffekt hier fast immer vernachlässigen.

Für laminare, hydrodynamisch ausgebildete Strömungen in sowohl runden als auch in anderen Rohrgeometrien ist der Reibungsbeiwert stets der Quotient einer geometriespezifischen Konstante und der Reynoldszahl. Diese Konstante wird auch als **Poiseuillezahl**  $Po$  bezeichnet [112].

$$Po = f Re = \frac{\zeta}{4} Re \quad (2.47)$$

Für runde Rohre nimmt die Poiseuille Zahl entsprechend Gleichung 2.44 den Wert 16 an. Für rechteckige Kanäle lässt sich die Poiseuillezahl durch die Näherungsformel von Shah und London [109] ausdrücken.

$$Po = 24 \left( 1 - 1,3553\alpha_s + 1,9467\alpha_s^2 - 1,7012\alpha_s^3 + 0,9564\alpha_s^4 - 0,2537\alpha_s^5 \right) \quad (2.48)$$

Hierbei bezeichnet  $\alpha_s$  das Aspektverhältnis des Kanals, das sich über das Längenverhältnis von der kürzeren zur längeren Kanalseite bildet. Entsprechend ergibt sich für Kanäle mit quadratischem Querschnitt eine Poiseuille Zahl von  $Po = 14,23$  und für planparallele Platten ein Wert von  $Po = 24$ . Für trapezförmige Querschnitte, wie sie fertigungsbedingt häufig in Mikrokanälen zu finden sind, haben Bahrami u. a. [8] die Poiseuillezahlen für unterschiedliche Innenwinkel und Aspektverhältnisse berechnet und tabelliert.

Alternativ lässt sich die Poiseuillezahl auch für beliebige Kanalgeometrien numerisch berechnen. Hierzu muss zunächst das Strömungsprofil bei einem beliebigen Druckgradienten berechnet werden, indem die Poisson-Gleichung, die sich aus der stationären, zweidimensionalen Navier-Stokes Gleichung ergibt, unter Berücksichtigung der Wandhaftungsbedingung gelöst wird.

$$\eta \left( \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right) = \frac{\partial p}{\partial z} \quad (2.49)$$

Die Randbedingungen ergeben sich hierbei aus der jeweiligen Kanalgeometrie, da die Strömungsgeschwindigkeit an der Kanalwand durch die Wandhaftung zu null wird.

$$w_{\text{Rand}} = 0 \quad (2.50)$$

Anschließend lässt sich der Volumenstrom  $\dot{V}$  durch Integration des Geschwindigkeitsprofils über den gesamten Kanalquerschnitt berechnen, sodass sich die Poiseuillezahl aus dem Verhältnis von Druckverlust zu Volumenstrom ermitteln lässt.

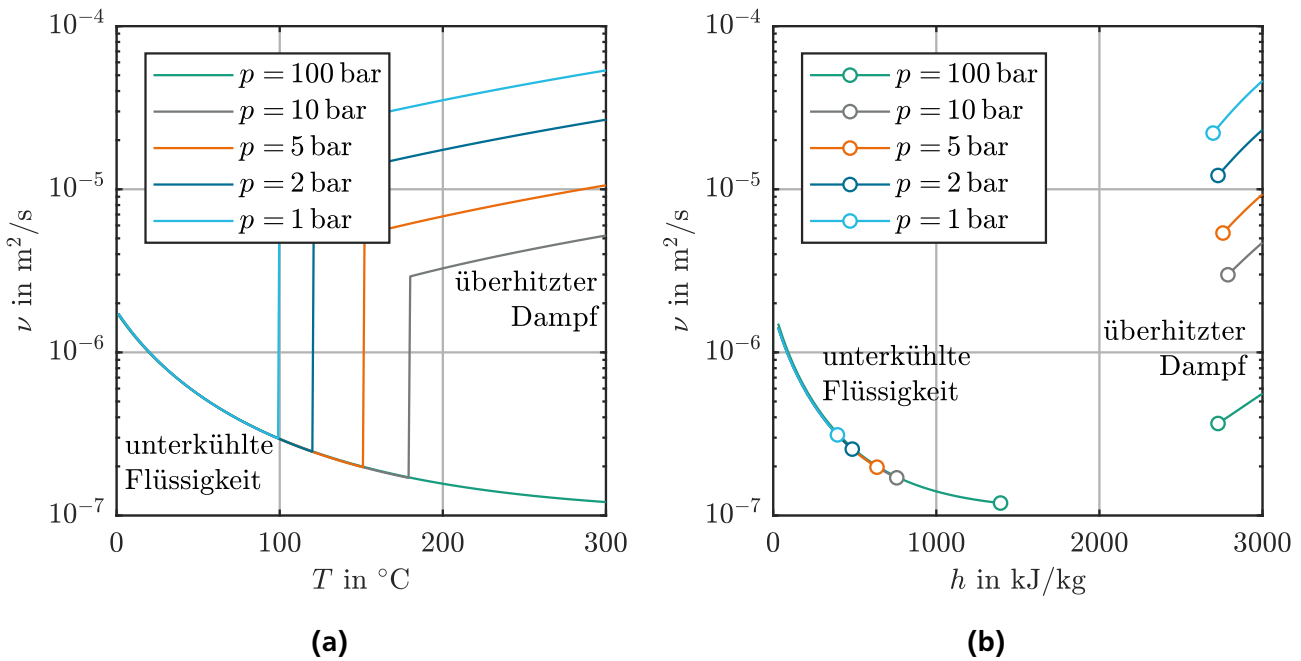
$$Po = -\frac{\partial p}{\partial z} \frac{D_H^2 A}{\dot{V}} \frac{\rho}{\nu} \quad (2.51)$$

$$\dot{V} = \int_A w(x, y) dA \quad (2.52)$$

Unter Verwendung der Poiseuillezahl lässt sich der Reibungsdruckverlust für laminare einphasige Strömungen in allgemeiner Form ausdrücken:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -2Po \frac{\dot{m}}{D_H^2 A} \nu(p, h) \quad (2.53)$$

Der Druckverlust einer laminaren Strömung ist somit umgekehrt proportional zur vierten Potenz des Kanaldurchmessers ist, da auch der Kanalquerschnitt auch in zweiter Potenz vom Durchmesser abhängt. Weiterhin ist der Druckverlust proportional zum Massenstrom sowie zur kinematischen Viskosität. In Abbildung 2.9 ist die kinematische Viskosität  $\nu$  am Beispiel von Wasser in Abhängigkeit von Druck und Temperatur (a) bzw. Enthalpie (b) aufgetragen. Wie sich erkennen lässt, nimmt die Viskosität der Flüssigkeit und damit der Druckverlust mit steigender Temperatur ab, wogegen der Druckverlust von überhitztem Wasserdampf mit steigender Temperatur zunimmt. Da die dynamische Viskosität von Gasen bei moderaten Drücken, anders als die Dichte, fast nicht vom Druck abhängt, ist die kinematische Viskosität von Wasserdampf in etwa umgekehrt proportional zum Druck. Dementsprechend reduziert sich der Druckverlust mit steigendem Absolutdruck. In nicht adiabaten Strömungen kommt es zu radialen Temperaturunterschieden in der Strömung, wodurch sich auch die Viskosität in radialer Richtung ändert. In



**Abbildung 2.9.:** kinematische Viskosität von Wasser in Abhängigkeit von Druck und Temperatur (a) und sowie von Druck und spezifischer Enthalpie (b)

diesem Fall lässt sich das exakte Strömungsprofil nur numerisch berechnen. Aufgrund des sehr guten Wärmeübergangs, sind diese Gradienten in Mikrokanälen allerdings in aller Regel zu vernachlässigen.

## Zweiphasige Strömungen

Zweiphasenströmungen sind um ein vielfaches komplexer als einphasige, was die Beschreibung des Druckverlustes entsprechend komplizierter macht. Aus diesem Grund kommen hierfür häufig empirische oder halbtheoretische Modelle zum Einsatz. Die beiden am häufigsten verwendeten Beschreibungsansätze des Reibungsdruckverlustes in Zweiphasenströmungen sind das homogene Modell und das Schlupf- bzw. Zweigeschwindigkeitsmodell.

### Das homogene Druckverlustmodell

Beim homogenen Modell wird der sich in einer Zweiphasenströmung einstellende Druckverlust analog zu einer einphasigen Strömung ermittelt. Verbreitet angewendet wird dieser Ansatz vor allem bei relativ fein dispergierten Strömungsformen wie zum Beispiel Nebelströmungen.

$$\frac{\partial p}{\partial z}_{2\text{Ph}} = -\zeta(Re_{\text{hom}}) \frac{\dot{m}^2}{2\rho_{\text{hom}} D_H A^2} \quad (2.54)$$

Die Reynoldszahl wird hierbei mit einer entsprechenden Mischungsviskosität  $\eta_{\text{mix}}$  bestimmt, für es in der Literatur eine Vielzahl unterschiedlicher Mischungsregeln gibt, die sich mitunter erheblich voneinander unterscheiden [6, 60, 66].

$$Re_{\text{hom}} = \frac{\dot{m} D}{A^2 \eta_{\text{mix}}} \quad (2.55)$$

Zur Bestimmung der Dichte wird weiterhin angenommen, dass beide Phasen homogen über den Kanalquerschnitt verteilt sind.

$$\rho_{\text{hom}} = \frac{\rho_L \rho_V}{\rho_V + x(\rho_L - \rho_V)} \quad (2.56)$$

Für laminare Strömungen vereinfacht sich Gleichung 2.54 analog zu einphasigen Strömungen:

$$\frac{\partial p}{\partial z} \frac{1}{2\text{Ph}} = - \frac{2Po}{D_H^2} \frac{\dot{m}}{A} \nu_{\text{mix}} \quad (2.57)$$

Die kinematische Mischungviskosität wird hier mit  $\nu_{\text{mix}} = \eta_{\text{mix}}/\rho_{\text{hom}}$  gebildet. Häufig verwendete Modelle hierfür sind die von Mc Adams [79], von Cicchitti [27] und von Dukler u. a. [32]. Das Modell von Mc Adams beruht auf dem harmonischen Mittel der dynamischen Viskositäten:

$$\nu_{\text{mix}} = \frac{1}{\left(\frac{x}{\eta_V} + \frac{1-x}{\eta_L}\right)} \rho_{\text{hom}} \quad (2.58)$$

Cicchitti schlagen dagegen das arithmetische Mittel der dynamischen Viskositäten vor:

$$\nu_{\text{mix}} = \frac{x\eta_V + (1-x)\eta_L}{\rho_{\text{hom}}} \quad (2.59)$$

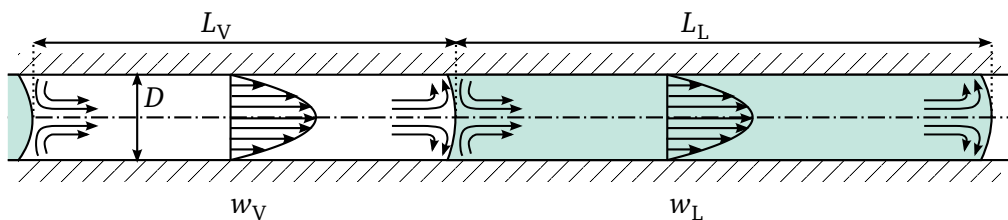
Weiterhin bilden Dukler u. a. die Mischungviskosität über das arithmetische Mittel der kinematischen Viskositäten beider Phasen:

$$\nu_{\text{mix}} = x \nu_V + (1-x) \nu_L \quad (2.60)$$

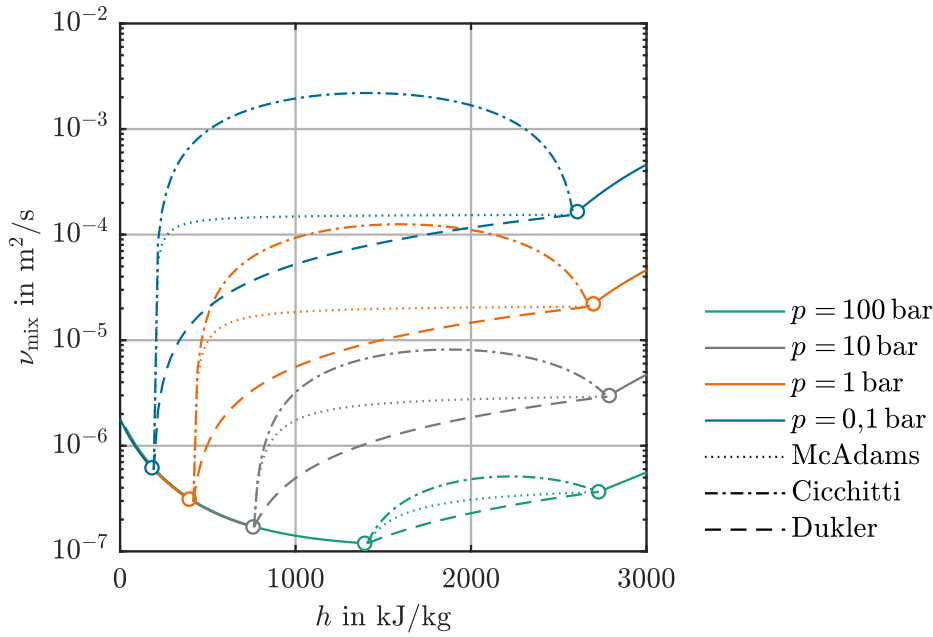
Das homogene Modell von Dukler u. a. [32] entspricht bei laminaren Strömungen genau der Summe der Druckverluste, die beide Phasen verursachen würden, wenn sie jeweils einzeln durch den Kanal strömen würden. Im Fall einer laminar strömenden Taylorströmung passieren Flüssig- und Gaspfropfen den Kanal jeweils im Wechsel, wodurch diese im Idealfall keinen Schlupf aufweisen und daher der Gasphasenanteil  $\varepsilon$  gleich dem Dampfvolumentstromanteil  $\beta$  ist. Wie in Abbildung 2.10 dargestellt, lässt sich der Dampfphasenanteil  $\varepsilon$  in diesem Fall anhand der mittleren Flüssigkeits- bzw. Gaspfropfenlängen  $L_L$  und  $L_V$  bilden.

$$\varepsilon = \beta = \frac{L_V}{L_V + L_L} \quad (2.61)$$

Sofern die einzelnen Pfropfen in beiden Phasen ein hinreichend hohes Aspektverhältnis  $L/D$  aufweisen, stellt sich in den einzelnen Pfropfen jeweils ein laminares Poiseuilleprofil ein. Nur an den Übergängen zwischen den einzelnen Phasen kommt es jeweils zu Rückströmungen, die mit einem zusätzlichen Druckverlust einhergehen. Wird dieser zusätzliche Druckverlust vernachlässigt, ergibt sich der Gesamt-



**Abbildung 2.10.:** ideale, laminare Taylorströmung



**Abbildung 2.11.:** homogene Mischungsviskosität von Wasser nach Mc Adams [79], Cicchitti [27] und Dukler u. a. [32]

druckverlust aus dem entsprechend ihres Volumenanteils gewichteten einphasigen Druckverlusten beider Phasen[83].

$$\frac{\Delta p}{L} = \frac{32w}{D^2} ((1 - \varepsilon)\eta_L + \varepsilon\eta_V) \quad (2.62)$$

Dieser Druckverlust entspricht exakt dem homogenen Modell von Dukler u. a. [32]. Über CFD Simulationen konnten Kreutzer u. a. [67] zeigen, dass der zusätzliche von den Rückströmungen verursachte Druckverlust, in etwa dem eines voll entwickelten Flüssigprofils auf einer Länge von 2-4 Durchmessern entspricht. Bei einem Länge-zu-Durchmesser-Verhältnis der einzelnen Flüssigpfropfen von über 50 kann dieser Effekt daher in vielen Fällen vernachlässigt werden [67].

In Abbildung 2.11 sind die Mischungsviskositäten von Wasser entsprechend der zuvor vorgestellten Mischungsregeln wiedergegeben. Es ist zu erkennen, dass die verwendete Mischungsregel einen sehr großen Einfluss hat und sich die berechneten Mischungsviskositäten je nach Modell bisweilen um mehr als das Zehnfache voneinander unterscheiden. Besonders in laminare Strömungen führt dies zu erheblichen Unsicherheiten bei der Berechnung des Druckverlusts, da dieser hier proportional zu Viskosität ist, wogegen er in turbulenten Strömungen nur von der 0,2 - 0,25-ten Potenz der Viskosität abhängt. Alle drei Modelle haben gemeinsam, dass die Mischungsviskosität am Rand des Zweiphasengebietes stetig in die Viskosität der jeweiligen homogenen Phase übergeht. Allerdings kommt es beim Einsetzen der Verdampfung zu einem teils stark sprunghaften Anstieg der effektiven Mischungsviskosität.

Die Mischungsviskosität lässt sich weiterhin in eine dimensionslose Form  $\nu_{\text{mix}}^*$  überführen:

$$\nu_{\text{mix}}^* = \frac{\nu_{\text{mix}} - \nu_L}{\nu_V - \nu_L} \quad (2.63)$$



In dieser dimensionsloser Form wird die Mischungsviskosität zu null, wenn sie der der Flüssigphase entspricht und zu 1 wenn sie gleich der der Gasphase ist. Auf diese Weise wird das Modell von Dukler druckunabhängig und ist entspricht direkt dem Dampfanteil:

$$\nu_{\text{mix}}^* = x \quad (2.64)$$

### Das heterogene Modell

Das zweite sehr weit verbreitete Modell zur Beschreibung des Druckverlusts in Zweiphasenströmungen ist das **heterogene Modell**, auf dem viele empirische Druckverlustkorrelationen aufbauen [60]. Das heterogene Modell beschreibt den sich in einer Zweiphasenströmung einstellenden Druckverlust als ein vielfaches des Druckverlustes, den nur die Flüssig- oder die Gasphase verursachen würde, wenn diese allein durch das Rohr strömen würde. Hierzu führten Lockhart und Martinelli [74] den sogenannten Zweiphasenmultiplikator  $\phi^2$  ein, der das Verhältnis des sich einstellenden Druckverlusts zum Leerrohrdruckverlust der Flüssig- oder Gasphase darstellt.

$$\phi_L^2 = \frac{\frac{\partial p}{\partial z_{2\text{Ph}}}}{\frac{\partial p^s}{\partial z_L}} \quad \phi_V^2 = \frac{\frac{\partial p}{\partial z_{2\text{Ph}}}}{\frac{\partial p^s}{\partial z_V}} \quad (2.65)$$

Lockhart und Martinelli schlugen weiterhin vor, den Zweiphasenmultiplikator als eine Funktion des Martinelli-Parameters  $X$  zu beschreiben, der sich aus dem Verhältnis der Leerrohrdruckverluste beider Phasen bildet. Für laminare Strömungen ergibt sich:

$$X = \sqrt{\frac{\frac{\partial p^s}{\partial z_L}}{\frac{\partial p^s}{\partial z_V}}} = \sqrt{\frac{(1-x) \nu_L}{x \nu_V}} \quad (2.66)$$

Der funktionelle Zusammenhang zwischen dem Zweiphasenmultiplikator  $\phi_L^2$  und Martinelli-Parameter  $X$  wurde von Lockhart und Martinelli ursprünglich nur graphisch gegeben. Im Jahr 1967 präsentierten Chisholm [22] jedoch auch einen funktionellen Zusammenhang, der den entsprechenden Funktionsverlauf approximiert:

$$\phi_L^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (2.67)$$

Für laminare Strömung wird hier der Wert des sogenannten **Chisholm-Parameters**  $C$  mit 5 und für turbulente Strömungen mit 21 angegeben. Setzt man Gleichung 2.67 direkt in Gleichung 2.65 ein, erkennt man, dass auch hier der Gesamtdruckverlust aus den beiden Leerrohrdruckverlusten beider Phasen plus einem Zusatzterm besteht. Der durch die Interaktion beider Phasen ausgeübte zusätzliche Druckverlust wird als das Produkt des Chisholm-Parameters  $C$  mit dem geometrischen Mittelwert beider einphasiger Druckverlustterme beschrieben [83].

$$\frac{\partial p}{\partial z_{2\text{Ph}}} = \frac{\partial p^s}{\partial z_L} + \frac{\partial p^s}{\partial z_V} + C \sqrt{\frac{\partial p^s}{\partial z_V} \frac{\partial p^s}{\partial z_L}} \quad (2.68)$$

Zur Beschreibung von Strömungen in Mini- und Mikrokanälen modifizierten Mishima und Hibiki [80] das Modell von Chisholm, indem sie eine Durchmesserabhängigkeit für den Chisholm-Parameter vorschlugen:

$$C = 21 \left( 1 - e^{D_H^{319} \text{m}^{-1}} \right) \quad (2.69)$$

Im Vergleich mit experimentellen Daten erweist sich dieses Modell in vielen Studien als sehr gute Approximation [71, 142, 73, 92, 98] und ist daher der wohl am weitesten verbreitete Ansatz zur Beschreibung der Druckverluste in Mikrokanälen. Es fällt jedoch auf, dass der Chisholm-Parameter für Kanaldurchmesser unterhalb von  $200 \mu\text{m}$  beinahe vernachlässigbar klein wird, wodurch dieser Ansatz identisch mit dem zuvor vorgestellten homogenen Modell von Dukler wird.

Für das Modell von Mishima und Hibiki wurden nochmals einige Modifikationen und Erweiterungen vorgeschlagen. So wird von Kandlikar u. a. [54] vorgeschlagen, bei laminaren Strömungen den Vorfaktor wie in der Korrelation von Chisholm [22] von 21 auf 5 zu reduzieren. Da die meisten Variationen des Modells von Mishima und Hibiki lediglich den empirischen Faktor in der Exponentialfunktion anpassen, wirken sich diese Änderungen nur bei Kanälen mit Durchmessern von über  $0,5 \text{ mm}$  in nennenswertem Ausmaß aus und werden daher in dieser Arbeit nicht weiter besprochen.

Generell lässt sich das heterogene Modell für laminare Strömungen leicht in das homogene Modell überführen. Durch Gleichsetzen beider Modelle erhält man für laminare Strömungen:

$$\nu_{\text{mix}} = \nu_L (1 - x) \phi_L^2 \quad (2.70)$$

Auf diese Weise können alle Druckverlustkorrelationen, die auf dem heterogenen Modell basieren, auch im homogenen Modell eingesetzt werden. Für den Ansatz von Chisholm [22] ergibt sich somit:

$$\nu_{\text{mix}} = x \nu_V + (1 - x) \nu_L + C \sqrt{x(1 - x) \nu_L \nu_V} \quad (2.71)$$

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass sich im Fall laminarer Strömungsverhältnisse das homogene Modell zur Beschreibung des Druckverlustes besonders anbietet. Weiterhin konnte gezeigt werden, dass bei sehr kleinen Kanaldurchmessern unter  $100 \mu\text{m}$ , die weit verbreitete Korrelation von Mishima und Hibiki in das sehr einfache homogene Modell von Dukler u. a. über geht.

---

### 2.2.3 Wärmeübergang in laminaren Strömungen

---

Unter dem Begriff Wärmeübergang versteht man den Transport von Energie in Form eines Wärmestroms aufgrund einer Temperaturdifferenz zwischen einer Wand und einem Fluid. Hierdurch erhöht bzw. verringert sich die Energie der Teilsysteme, wobei die jeweiligen Änderungen aufgrund der Energieerhaltung betragsmäßig gleich bleiben. Wärme kann dabei entweder kontaktbehaftet durch Wärmeleitung oder Konvektion, oder kontaktlos über Wärmestrahlung transportiert werden. Da die von einem System abgegebene Wärmestrahlung entsprechend dem Stefan-Boltzmann-Gesetz mit der vierten Potenz der Temperatur zunimmt und erst bei sehr hohen Temperaturen eine wesentliche Rolle spielt, wird diese Form der Wärmeübertragung im Folgenden nicht weiter berücksichtigt. Der konvektiv übertragene Wärmestrom  $\dot{Q}$ , der über die Wandfläche  $A_W$  an ein Fluid übertragen wird, lässt sich über den Wärmeübergangskoeffizienten  $\alpha$  beschreiben [62].

$$\frac{\dot{Q}}{A_W} = \dot{q} = \alpha \Delta T \quad (2.72)$$

---

Die treibende Temperaturdifferenz  $\Delta T$  ist hierbei die Differenz zwischen der Wandtemperatur  $T_W$  und der Temperatur des Fluids  $T_F$ . Im Fall von einphasigen Strömungen wird für die Fluidtemperatur die adiabate Mischungstemperatur verwendet, während für siedende Strömungen die Siedetemperatur eingesetzt wird. In dimensionsloser Form lässt sich der Wärmeübergangskoeffizient über die **Nusseltzahl**  $Nu$  ausdrücken.

$$Nu = \frac{\alpha L}{\lambda} \quad (2.73)$$

Bei Gas-Flüssig-Strömungen wird für die Wärmeleitfähigkeit üblicherweise die der Flüssigphase  $\lambda_L$  eingesetzt.

Für einphasige, laminare Strömungen lassen sich analytische Lösungen für den Wärmeübergang in beheizten Kanälen für relativ viele Geometrien herleiten [20]. Die Beschreibung von siedenden Strömungen ist dagegen wesentlich komplexer, da hier unter anderem die vorherrschende Strömungsform, die Blasenbildung und die Wandbenetzungseigenschaften eine wesentliche Rolle spielen.

---

### Einphasiger Wärmeübergang

---

Wie schon der Druckverlust, lässt sich auch der Wärmeübergang bei einphasigen, laminaren Strömungen für viele Geometrien rein analytisch beschreiben. Dabei muss hier sowohl die hydrodynamische als auch die thermische Einlaufzone beachtet werden [113]. Für eine vollständige ausgebildete Laminarströmung werden sowohl bei über der Lauflänge konstanten Heizrate als auch bei konstanter Wandtemperatur jeweils konstante Nusseltzahlen erreicht. Dabei stellt sich bei konstanter Wärmestromdichte eine etwas größere Nusseltzahl ein als bei konstanter Wandtemperatur. So nimmt die Nusseltzahl für voll ausgebildete Strömungen in runden Rohren im Fall konstanter Wärmestromdichte den Wert  $Nu_Q = 4,36$  an, wogegen sie bei konstanter Wandtemperatur den Wert  $Nu_T = 3,66$  annimmt. Für Nusseltzahlen von nicht runden Kanalquerschnitten sei an dieser Stelle an die Bücher von Kandlikar u. a. [54] oder von Baehr und Stephan [7] verwiesen. Ähnlich wie die Poiseuillezahlen, lassen sich die Nusseltzahlen  $Nu_T$  und  $Nu_Q$  darüber hinaus für beliebige Kanalquerschnitte numerisch bestimmen. In Fällen in denen weder der Wärmestrom noch die Wandtemperatur über die Lauflänge konstant bleiben, wird zur Beschreibung bisweilen ein gewichteter Mittelwert zwischen beiden Werten verwendet [101, 103].

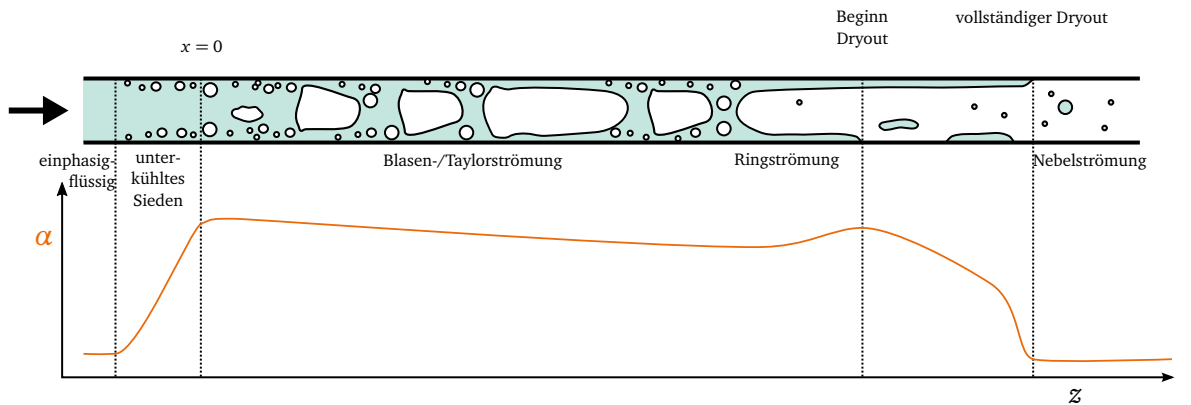
---

### Zweiphasiger Wärmeübergang

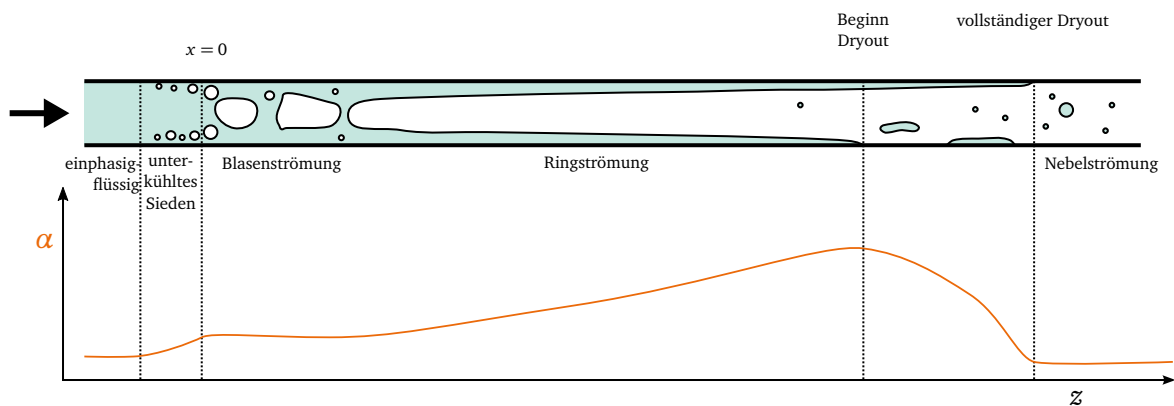
---

Der Wärmeübergangskoeffizient in siedenden Flüssigkeiten kann mitunter das Zehnfache des Wertes für einphasige Strömungen erreichen [54]. Dies liegt grundsätzlich daran, dass hier oft sehr dünne Flüssigfilme an der Kanalwand auftreten, wodurch die diffusiven Transportwege deutlich unter dem Kanaldurchmesser liegen. Zudem führt die Blasenbildung zu einer zusätzlichen Vermischung in der Grenzschicht, was sich ebenfalls verstärkend auf den Wärmeübergang auswirkt.

Einer der wichtigsten und häufigsten zitierten Artikel zum Wärmeübergang in siedenden Flüssigkeiten wurde von Nukiyama [85] veröffentlicht. In dieser Arbeit wurde der von einer beheizten Metalloberfläche an einen mit Wasser gefüllten Behälter abgegebene Wärmestrom untersucht, wobei die aufgeprägte Wandüberhitzung variiert wurde. Dabei konnte festgestellt werden, dass der Wärmeübergangskoeffizient zunächst mit steigender Wandüberhitzung ansteigt, was sich auf die mit steigendem Wärmestrom ansteigende Anzahl aktiver Blasenkeimstellen zurückführen lässt. Ab einem kritischen Wärmestrom kommt es allerdings zur sogenannten Siedekrise 1. Art, bei der die Heizfläche von der Flüssigkeit nur noch unvollständig benetzt wird. Entsprechend bildet sich zwischen Flüssigkeit und Heizfläche ein isolierender Gasfilm aus, sodass der übertragene Wärmestrom dann mit steigender Wandüberhitzung abnimmt bis der Wärmeübergangskoeffizient das Niveau des einphasigen Wärmeübergangs von Gasen erreicht hat.



(a) durch Blasensieden dominierter Wärmeübergang.



(b) durch Strömungssieden dominierter Wärmeübergang.

**Abbildung 2.12.:** Strömungsformen und Wärmeübergang beim Sieden in Mikrokanälen; in Anlehnung an Kim und Mudawar [61]

Derselbe Effekt spielt auch bei siedenden Strömungen eine wichtige Rolle, wobei hier nicht nur die übertragene Wärmestromdichte sondern naturgemäß auch Dampfanteil einen großen Einfluss auf den Wärmeübergang hat.

In siedenden Strömungen steigt der Dampfanteil in Strömungsrichtung an, wodurch, wie in Abbildung 2.12 dargestellt, nacheinander verschiedene Strömungsformen durchlaufen werden, in denen jeweils unterschiedliche Wärmeübergangsmechanismen wirken können. In der Regel wird dabei zwischen den grundsätzlichen Mechanismen des Blasen- und des Strömungssiedens unterschieden.

Beim Blasensieden wirken ähnliche Mechanismen wie beim von Nukiyama beobachteten Behältersieden, da auch hier der Wärmeübergang vor allem durch die Blasenentstehung an der Heizfläche bestimmt wird. Dabei wird die Wärme zu einem erheblichen Teil direkt an den Dreiphasenkontaktklinien, um an der Wand haftende Gasblasen übertragen [68]. Für den Wärmeübergang ist somit in erster Linie die Anzahl der aktiven Blasenkeime relevant, die mit ansteigender Wärmestromdichte zunimmt. Weiterhin wird der Wärmeübergang nur wenig vom Dampfanteil der Strömung beeinflusst. Erst wenn die Wand beginnt auszutrocknen, nimmt der Wärmeübergangskoeffizient erheblich ab. In diesem Fall spricht man auch von der Siedekrise 2. Art [7], die auch als Dryout bezeichnet wird. Nach dem Dryout wird die Wärme ausschließlich konvektiv an die Gasphase und anschließend weiter an die in der Gasphase transportieren Flüssigtropfen übertragen, sodass sich der Wärmeübergang auf das Niveau einer einphasigen Gasströmung absenkt. Zum Blasensieden kann es auch bei Dampfanteilen unter null kommen, wenn Flüssigkeit an der Wand zwar bereits überhitzt ist, die Strömung in der Kanalmitte aber noch unterkühlt ist [13, 110]. Wie in Abbildung 2.12a dargestellt, steigt hierdurch der Wärmeübergangskoeffizient be-

reits bei einem Dampfanteil unter null an. Je kleiner der Kanaldurchmesser ist, desto höhere Heizraten werden benötigt, um bei merklich unterkühlten Flüssigkeiten zu einem signifikanten Effekt zu führen. Daher ist dieser Effekt vor allem in Anwendungen im Bereich der Kühlung von elektronischen Bauteilen relevant, da hier verhältnismäßig große Kanäle und sehr hohe Wärmestromdichten vorkommen. In den im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Mikrodampferzeugern, ist unterkühltes Sieden dagegen nur sehr eingeschränkt zu erwarten.

Beim Strömungssieden wird die gesamte Kanalwand von einem dünnen Flüssigfilm benetzt. Aufgrund des niedrigen thermischen Widerstands des Flüssigfilms, wird hier die Blasenbildung an der Heizfläche weitestgehend unterdrückt. Daher wird die Wärme in erster Linie über Wärmeleitung durch die Flüssigphase transportiert, um an der Grenzfläche zu einem Phasenwechsel zu führen. Entsprechend ist dieser Mechanismus vor allem bei Filmströmungen oder bei niedrigen Wärmeströmen dominant. Dabei ist die sich an der Wand einstellende Flüssigfilmdicke der wichtigste Einflussfaktor auf den Wärmeübergang. Daher nimmt der Wärmeübergangskoeffizient mit steigendem Dampfanteil zunächst zu, bis es zu einer unvollständigen Benetzung der Kanalwand und somit zur Siedekrise 2. Art kommt (Abbildung 2.12b). Einen Sonderfall des Strömungssiedens stellt die Verdampfung an einem Einzelmeniskus dar, der von Hardt u. a. [40] beschrieben wurde. Über optische Untersuchungen wurde dabei festgestellt, dass bei extrem kleinen Massenströmen und geringen Kanaldurchmessern der gesamte Flüssigkeitsstrom an einem stationären Einzelmeniskus in die Gasphase übergeht.

Häufig wirken beide Mechanismen zusammen. Da der Wärmeübergangskoeffizient beim Blasensieden schon bei relativ niedrigen Dampfanteilen sein Maximum annimmt und der Wärmeübergang beim Strömungssieden erst kurz vor dem Dryout maximal wird, weist der effektive Wärmeübergangskoeffizient oft zwei Maxima auf, wodurch sich eine charakteristische M-Form ergeben kann [14].

Aufgrund der Vielzahl an publizierten Wärmeübergangskorrelationen, die speziell für Mini- und Mikrokanäle entwickelt wurden, wird in dieser Arbeit kein umfassender Überblick über diese Modelle gegeben. Generell muss zwischen mechanistischen Modellen, die jeweils durch theoretische Überlegungen den Wärmeübergang in bestimmten Strömungsformen beschreiben und rein empirischen Korrelationen unterschieden werden. Der Vorteil von mechanistischen Modellen, wie dem Drei-Zonen-Modell von Thome u. a. [120] oder den Filmströmungsmodellen von Qu und Mudawar [94] oder Cioncolini und Thome [28], liegt darin, dass diese auch in Parameterbereichen gültig sein können, in denen es bislang keine ausreichende Datenbasis für empirische Korrelationen gibt. Erwähnenswert ist auch der Ansatz von Costa-Patry und Thome [30], der das Drei-Zonen Modell von Thome u. a. und das Filmströmungsmodell von Cioncolini und Thome zusammenfasst. Jedoch ist es auch bei derartigen Modellen wichtig zu beachten, dass diese außerhalb ihres Gültigkeitsbereichs oftmals keine zufriedenstellenden Ergebnisse liefern.

Auf der anderen Seite lassen sich über empirische Korrelationen, die auf einer ausreichenden Datenbasis basieren, teilweise genauere Aussagen treffen. Es ist jedoch zu beachten, dass die meisten Wärmeübergangskorrelationen für Mikrokanäle speziell für Anwendungen bei extrem hohen Wärmestromdichten und oft turbulentem Strömungsregime entwickelt wurden, wie sie vor allem bei der Kühlung von elektronischen Bauteilen und teilweise auch in Kernreaktoren auftreten. Dagegen gibt es nur sehr wenige Korrelationen, die auch für vollständig laminare Strömungen gültig sind. Zu erwähnen ist hierbei die Korrelation von Bertsch u. a. [15], die, ausgehend von dem für konventionelle Kanäle entwickelten Modell von Chen [21], speziell für Strömungen in engen Kanälen angepasst wurde. Die zugrundeliegende Datenbasis schließt unter anderem auch Datensätze aus Messungen an Mikrokanälen mit Durchmessern von  $160\text{ }\mu\text{m}$  mit ein. Eine etwas aktuellere, ebenfalls auf einer sehr breiten Datenbasis beruhende empirische Korrelation zum Beschreiben des Wärmeübergangs beim Sieden in Mikrokanälen wurden von Kim und Mudawar [61] veröffentlicht. Diese, auf der Superposition von sowohl Blasensieden als auch Strömungssieden beruhende, Korrelation beschreibt den effektiven Wärmeübergang über die so-

genannte Dittus-Boelter-Korrelation, die um zwei unabhängig zu bestimmende dimensionslose Gruppen erweitert wird.

$$Nu_{2Ph} = Nu_{1Ph} \sqrt{K_{Blasen}^2 + K_{Strömung}^2} \quad (2.74)$$

Die sogenannte Dittus-Boelter Korrelation ist eine der am weitesten verbreiteten Korrelationen zur Beschreibung des einphasigen Wärmeübergangs im turbulenten Bereich, gilt jedoch für einphasige Strömungen erst ab einer Reynoldszahl von  $Re > 10000$  [7, 78, 134].

$$Nu_{1Ph} = 0,023 Re_L^{0,8} Pr_L^{0,4} \quad (2.75)$$

Das Blasensieden wird für das Modell von Kim und Mudawar über den Faktor  $K_{Blasen}$  und das Strömungsieden über den Faktor  $K_{Strömung}$  beschrieben:

$$K_{Blasen} = 2345 \left( Bl \frac{U_H}{U_F} \right)^{0,70} p_R^{0,38} (1-x)^{-0,51} \quad (2.76)$$

$$K_{Strömung} = 5,2 \left( Bl \frac{U_H}{U_F} \right)^{0,08} We^{-0,54} + 0,35 X_{tt}^{0,94} \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0,25} \quad (2.77)$$

Hierbei ist die sogenannte Siedekennzahl  $Bl$  eine dimensionslose Form der Wärmestromdichte.

$$Bl = \frac{\dot{q}}{G \Delta h^{LV}} \quad (2.78)$$

Weiterhin beschreibt  $U_H$  den beheizten Kanalumfang, während  $U_F$  den vom Fluid benetzten Kanalumfang beschreibt. Der reduzierte Druck  $p_R = p/p^{krit}$  beschreibt das Verhältnis vom Druck zum kritischen Druck des Fluids. Der darüber hinaus einzusetzende Martinelliparameter für turbulente Strömungen  $X_{tt}$  bildet sich gemäß:

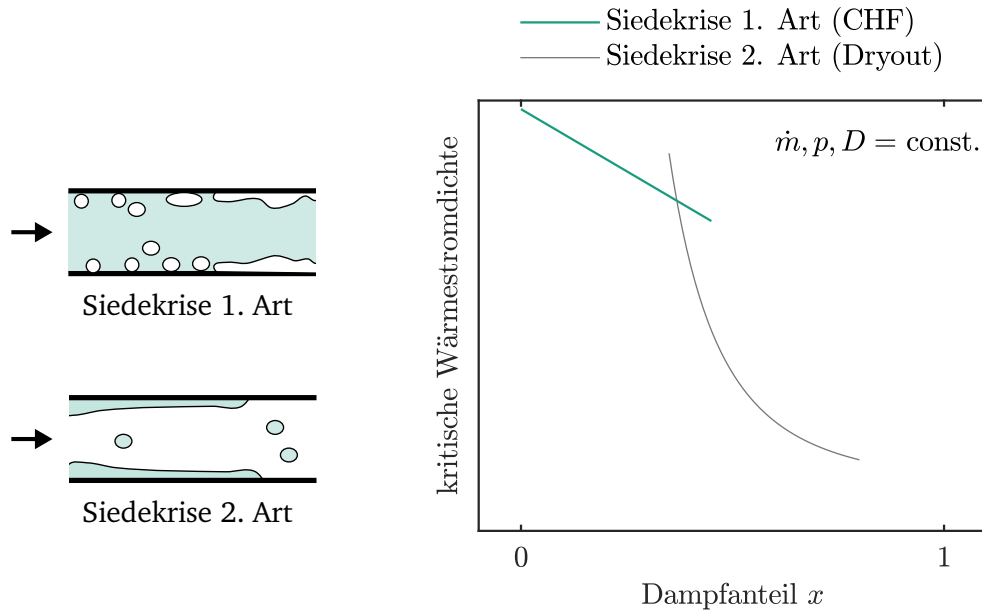
$$X_{tt} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left( \frac{\eta_L}{\eta_V} \right)^{0,1} \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0,5} \quad (2.79)$$

---

## Kritische Wärmestromdichte und kritischer Dampfanteil

---

Wie im vorherigen Abschnitt bereits erläutert, nimmt der Wärmeübergangskoeffizient nach Überschreiten einer kritischen Wärmestromdichte  $\dot{q}^{krit}$ , beziehungsweise eines kritischen Dampfanteils  $x^{krit}$  massiv ab. In Fällen, in denen ein fester Wärmestrom von außen aufgeprägt wird, wie beispielsweise bei elektrisch beheizten Verdampfern, nimmt hierdurch die Wandtemperatur stark zu. In Anwendungen im Zusammenhang mit der Kühlung von elektrischen Komponenten ist dies häufig unerwünscht, da dies zu einem Versagen der entsprechen Bauteile führen kann. In Fällen, in denen die Wandtemperatur auf einer bestimmten Temperatur gehalten wird, nimmt die Wärmestromdichte nach Überschreiten des kritischen Dampfanteils dagegen entsprechend ab. Gemeinhin wird, wie im vorherigen Abschnitt bereits erwähnt, zwischen zwei Ausprägungsformen der Siedekrise unterschieden, die in Abbildung 2.13 skizziert werden. Die Siedekrise 1. Art tritt meist bei relativ niedrigen Dampfanteilen im Bereich des Blasensiedens auf. Ab einer bestimmten Wärmestromdichte vereinigen sich dabei die einzelnen Blasen an der Heizfläche zu einem durchgehenden Dampffilm, der stark isolierend wirkt, was zu einer erheblichen Verringerung des Wärmeübergangskoeffizienten führt. Da die Siedekrise 1. Art vor allem von der aufgebrachten Wärmestromdichte ausgelöst wird, wird diese auch als kritische Wärmestromdichte CHF (*critical heat flux*) bezeichnet. Eine Übersicht an gängigen Modellen zur Beschreibung des CHF wird zum Beispiel in Qu und Mudawar [93] gegeben. Da der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit jedoch auf die Beschreibung



**Abbildung 2.13.:** Kritische Wärmestromdichte in Abhängigkeit des Dampfanteils; nach Baehr und Stephan [7]

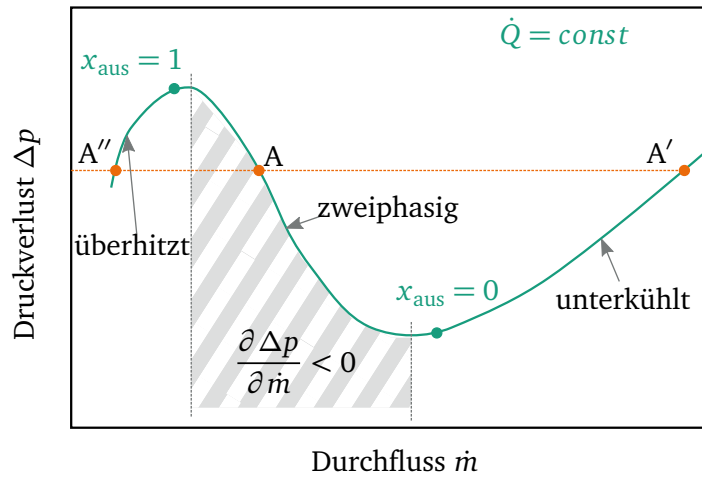
der Vollverdampfung von Flüssigkeiten ausgerichtet ist, wird hier nicht weiter auf die Siedekrise 1. Art eingegangen, da diese hier üblicherweise nicht auftritt. Soll ein Fluidstrom vollständig verdampft werden, ist die Siedekrise 2. Art jedoch unvermeidlich. Dies kann dazu führen, dass ein großer Teil des Verdampfers bei einem entsprechend schlechten Wärmeübergang betrieben werden muss. Aus diesem Grund ist es zur Modellierung des Wärmeübergangs nötig, den kritischen Dampfanteil beim Dryout über geeignete Korrelationen abzubilden. Eine gute Übersicht über einige empirische Modelle zur Beschreibung des Dryouts in Mikrokanälen wird von Kim und Mudawar [60] gegeben. In dieser Arbeit schlagen Kim und Mudawar darüber hinaus eine neue Korrelation zur Bestimmung des kritischen Dampfanteils  $x_{\text{DO}}$  vor, die speziell für Mini- und Mikrokanäle angepasst wurde:

$$x_{\text{DO}} = 1.4 We_L^{0,03} p_R^{0,08} - 15 \left( Bl \frac{U_H}{U_F} \right)^{0,15} Ca^{0,35} \left( \frac{\rho_V}{\rho_L} \right) \quad (2.80)$$

In der Arbeit von Thome [119] werden einige Korrelationen für den Wärmeübergang jenseits der Siedekrise zusammengefasst. Da aber keine dieser Korrelationen in Mikrokanälen bei entsprechend kleinen Reynoldszahlen gültig ist, wird im weiteren Verlauf dieser Arbeit für diesen Bereich auf die entsprechenden Beziehungen für einphasige Dampfströmungen zurückgegriffen.

## 2.3 Instabilitäten in Mikroverdampfern

Bei vielen Formen von Zweiphasenströmungen treten Instabilitäten auf. Dabei kann zwischen statischen und dynamischen Instabilitäten unterschieden werden [51]. Ein System befindet sich in einem statisch instabilen Gleichgewichtszustand, wenn es nach einer geringfügigen Störung selbstständig in einen anderen stabilen Zustand übergeht. Aus diesem Grund weisen Systeme mit statisch instabilen Betriebspunkten häufig ein ausgeprägtes Hystereseverhalten auf. Dabei äußert sich der Wechsel des Betriebszustand meist in einem Wechsel der Strömungsform, beispielsweise beim Übergang von der Blasen- zur Ringströmung. Auch das Auftreten der Siedekrise oder die ungleichmäßige Durchströmung paralleler Kanäle wird meist



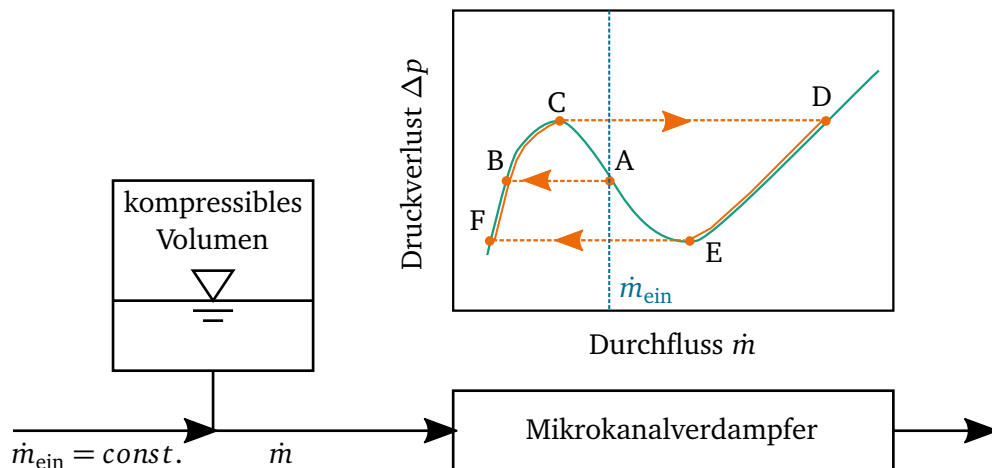
**Abbildung 2.14.:** Druckverlustkennlinie einer beheizten Strömung bei konstanter Wärmezufuhr; nach Kakac und Bon [51]

von statischen Instabilitäten verursacht. Dynamische Instabilitäten führen dagegen zu einem oszillierenden Betriebsverhalten und werden meist durch die Kombination eines statisch instabilen System mit einem zusätzlichen kapazitiven Element verursacht. Solche dynamischen Instabilitäten können unter anderem in Dampferzeugern, nuklearen Siedewasserreaktoren, Kraftwerken, Kühlsystemen und chemischen Anlagen auftreten [139, 18, 51, 88]. Hierbei kommt es zu periodischen Schwankungen des Betriebsverhaltens, die in der Regel unerwünscht sind. Diese Fluktuationen können über mechanische Vibrationen und thermische Belastungen zu Materialermüdung führen und darüber hinaus das Betriebsverhalten der Anlagen erheblich verschlechtern. Teilweise führen dynamische Instabilitäten auch zu einem verfrühten Auftreten der Siedekrise, wodurch sich der Wärmeübergang verschlechtert [90].

Kakac und Bon unterscheiden in ihrem Review [51] generell zwischen vier Arten von dynamischen Oszillationen, die in siedenden Zweiphasenströmungen auftreten können: Druckverlustoszillationen, Dichtewellenoszillationen sowie akustische und thermischen Oszillationen. Vor allem der zuerst genannte Mechanismus wird dabei häufig im Zusammenhang mit Mikrokanälen aufgeführt [141, 90, 16], während die anderen drei als solche bislang noch nicht in Mikrokanälen identifiziert wurden.

Obwohl die Verweilzeiten des Fluids in den Kanälen typischerweise deutlich unter einer Sekunde liegen, beobachtet man bei Mikrokanalverdampfern oftmals langperiodische Oszillationen, deren Schwingungsdauer von einigen Sekunden bis hin zu einigen Minuten betragen kann. So beobachtete Peles [90] bei der Verdampfung von Wasser in Mikrokanälen, dass der Druckverlust massiven, periodische Schwankungen unterlag und mit einer Periode von etwa 40 s zwischen 1,5 und 4 kPa wechselte. Auch in weiteren Arbeiten, wie denen von Wu und Cheng [137] oder von Wang u. a. [127], werden Oszillationsperioden von deutlich über einer Minute dokumentiert, die weit über den jeweiligen Verweilzeiten des Fluids liegen. Gemeinhin werden diese Schwankungen anhand des Mechanismus von Druckverlustoszillation erklärt. Zur Erläuterung hiervon ist in Abbildung 2.14 der typische Verlauf einer Druckverlustkennlinie eines mit konstanter Leistung beheizten Verdampferkanals als Funktion des Durchflusses dargestellt. Bei hohen Durchflüssen ist die zugeführte Wärme nicht ausreichend, um das unterkühlt eintretende Fluid zum Sieden zu bringen. Somit strömt das Fluid hier durchgehend einphasig, wodurch der Druckverlust bei laminaren Strömungen annähernd proportional zum Durchfluss ist. Mit abnehmendem Massenstrom erhöht sich die Austrittstemperatur des Fluids, bis dieses bei einem bestimmten Massenstrom die Siedetemperatur erreicht und den Verdampfer nun zweiphasig verlässt. Im zweiphasigen Bereich nimmt der Dampfanteil mit abnehmendem Durchfluss weiter zu. Da hierdurch die Strömungsgeschwindigkeit des den Verdampfer verlassenden Fluids ebenfalls ansteigt, kann es dazu kommen, dass auch der Druckverlust in diesem Bereich mit abnehmendem Durchfluss zunimmt. Somit wird hier die Steigung der Druck-





**Abbildung 2.15.:** Druckverlustoszillationen

verlustkennlinie negativ. Dies führt zu einer intrinsischen Instabilität, die auch als Ledinegg-Instabilität bezeichnet wird [143]. Bei sehr niedrigen Durchflüssen wird wiederum das gesamte Fluid vollständig verdampft, sodass es den Verdampfer als überhitztes Gas verlässt. In diesem Bereich ist die Steigung der Druckverlustkurve meist wieder positiv. Wird ein Verdampfer nun beispielsweise am Punkt A über ein vorgegebenes Druckgefälle  $\Delta p$  betrieben, lässt sich erkennen, dass zusätzlich zwei weitere Betriebspunkte A' und A'' mit demselben Druckverlust existieren. Am Punkt A führt eine geringfügige Erhöhung des Durchflusses zu einem reduzierten Reibungsdruckverlust, wodurch sich der Durchfluss immer weiter erhöht bis der Betriebspunkt A' erreicht wird und das Fluid den Verdampfer nun einphasig oder mit einem sehr viel niedrigeren Dampfanteil verlässt. Genauso führt eine geringfügige Reduktion des Durchflusses zu einem Wechsel zu Betriebspunkt A'', an dem das Fluid den Verdampfer als überhitztes Gas verlässt. Der Betrieb im Punkt A ist somit nur möglich, wenn der zugeführte Massenstrom unabhängig vom Druckverlust konstant gehalten wird, was beispielsweise über eine Verdrängerpumpe sichergestellt werden kann. Die beiden Betriebspunkte A' und A'' liegen dagegen auf den Ästen der Druckverlustkennlinie mit positiver Steigung und sind somit stabil.

Druckverlustoszillationen treten auf, wenn ein solcher Ledinegg-instabiler Verdampfer zwar bei einem konstanten zugeführten Massenstrom betrieben wird, aber gleichzeitig mit einem kompressiblen Reservoir interagieren kann. In Abbildung 2.15 ist ein solches System skizziert. Wird der Verdampfer nun am Punkt A betrieben, führt zum Beispiel eine geringfügige Hemmung des Durchflusses durch die Ledinegg-Instabilität zu einem Überspringen zum Betriebspunkt B an dem das Fluid den Verdampfer nun als überhitzter Dampf verlässt. Da nun jedoch nicht der gesamte zugeführte Massenstrom den Verdampfer passiert, sammelt sich ein Teil der Flüssigkeit im dem Verdampfer vorgelagerten Reservoir an, wodurch der Druck im Reservoir und damit auch der Durchfluss durch den Verdampfer ansteigt. Sobald auf diese Weise das lokale Maximum der Druckverlustkurve am Punkt C überschritten wird, führt die nun wieder vorliegende Ledinegg-Instabilität dazu, dass das System auf den Punkt D überspringt und der Verdampfer nun wieder einphasig durchströmt wird. Da hier mehr Flüssigkeit durch den Verdampfer strömt als von außen zugeführt wird, sinkt nun der Druck im Reservoir und der Massenstrom nimmt wieder ab, bis Punkt E erreicht wird. Hier springt der Betriebspunkt wieder zurück auf Punkt F und das Fluid verlässt den Verdampfer wieder in überhitztem Zustand. Nun steigt der Druck im Reservoir wieder an und der Vorgang beginnt von neuem. Bei diesem Mechanismus wird die Amplitude der Oszillationen primär von der stationären Druckverlustkurve des Verdampfers bestimmt, während die Periode der Oszillationen vor allem durch die Größe des kompressiblen Volumens beeinflusst wird. Um das Auftreten von Druckverlustoszillationen vorherzusagen, ist es von daher wichtig, die stationäre Druckverlustkurve eines Verdampfers präzise vorhersagen zu können.

---

Zum Vermeiden von Ledinegg-Instabilität und den damit verbundenen Druckverlustoszillationen, können am Eintritt der Verdampferkanäle zusätzliche Querschnittsverengungen eingefügt werden. Hierdurch wird ein zusätzlicher Druckverlustterm zur Druckverlustkennlinie hinzugefügt, der proportional zum Durchfluss ist. Durch geeignete Dimensionierung der Verengung, lässt sich die negative Steigung ausgleichen, sodass eine Ledinegg-Instabilität vermieden wird und keine Druckverlustoszillationen auftreten können. Durch den erhöhten Druckverlust, erhöht sich aber auch die erforderliche Förderleistung, was in einigen Anwendungen unerwünscht ist.

Oft sind Zweiphasenströmungen, bedingt durch die sogenannte Kelvin-Helmholtz-Instabilität, bereits auf einer kleinskaligen Ebene instabil. Hierbei handelt es sich um Welleninstabilitäten an der Phasengrenzfläche, die durch die Wechselwirkung von Oberflächenspannung, der Relativgeschwindigkeit zwischen den Phasen und den auftretenden Impulsströmen bedingt werden [86]. Bis auf laminare Film- und Schichtströmungen sind daher alle Strömungsformen auf lokaler Ebene instationär, da beide Phasen jeweils zeitlich im Wechsel auftreten. Auf makroskopischer Ebene gleichen sich diese Schwankungen jedoch gegenseitig aus, weshalb solche Strömungen auf größerer Ebene als stationär angesehen werden können.

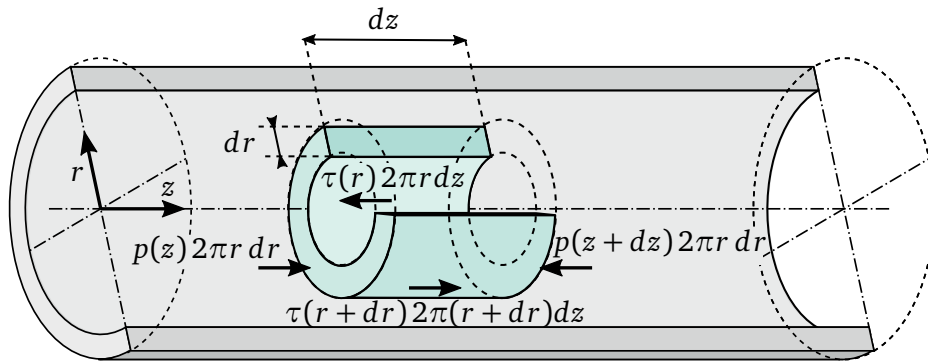
Speziell in Mikrokanälen gibt es aber auch Instabilitäten, die auf einzelne spontane Blasenbildungsergebnisse zurückgeführt werden können. So beobachteten Hetsroni u. a. [45] das von ihnen so bezeichnete explosive Sieden in parallelen Mikrokanälen. Hierbei führt das sehr schnelle Wachstum einer einzelnen Blase zu einer kurzzeitigen Umkehr der Strömungsrichtung. Dies wurde auch von Kandlikar u. a. [53] beobachtet. Das Blasenwachstum von Einzelblasen und die damit verbundene Strömungsumkehr wurde zum Beispiel von Mukherjee und Kandlikar [82] mithilfe von grenzflächenauflösenden CFD Simulationen untersucht. Sie konnten zeigen, dass sich auch dieser Effekt vermindern lässt, indem am Eintritt des Kanals eine zusätzliche Verengung eingefügt wird. Diese bewirkt einen zusätzlichen hydrodynamischen Widerstand, der die Ausbreitung der Blase entgegen der Hauptströmungsrichtung erschwert. Einen großen Einfluss auf die Dynamik des Blasenwachstums hat beim explosiven Sieden die bei der Blasenentstehung anliegende Wandüberhitzung, die wiederum von den lokalen Oberflächenverhältnissen an der Kanalwand abhängt. Besonders bei sehr glatten Kanalwänden, wie sie in nasschemisch hergestellten Verdampfern häufig auftreten, können fehlende Blasenkeimstellen zu starken Wandüberhitzungen führen, wodurch explosives Sieden zu massiven, hochfrequenten Fluktuationen des Drucks führen kann. Lu und Pan [75] konnten zeigen, dass sich die Amplitude dieser Druckverlustschwankungen durch künstlich zugefügte Blasenkeimstellen in der Kanalwand erheblich verringern lässt. Auch Kandlikar u. a. [53] konnten zeigen, dass die Kombination aus künstlichen Blasenkeimstellen und Verengungen an den Kanaleintritten die durch explosives Blasenwachstum verursachte Strömungsumkehr nahezu vollständig verhindern kann. Aufgrund der kurzen Verweilzeit der Strömung in den Mikrokanälen, liegen die Frequenzen der hier typischerweise auftretenden Einzelblasenereignisse deutlich über 1 Hz. Solche lokal ausgeprägte, kurzzeitige Vorgänge lassen sich über die in der vorliegenden Arbeit herangezogene Modellierung über gemittelte Zustandsgrößen nur unzureichend beschreiben. Allerdings äußern sich derartige Effekte als Ursache für bestimmte Wechsel des jeweiligen Strömungsregimes, und müssen von entsprechenden Strömungsbilderkarten berücksichtigt werden.

---

## 2.4 Analytische Erweiterung für laminare Ringströmungen in Mikrokanälen

---

Die vollständig ausgebildete, laminare Ringströmung ist einer der wenigen zweiphasigen Strömungsformen, für die sich das stationäre Strömungsprofil analytisch herleiten und berechnen lässt. Prinzipiell ist eine solche laminare Ringströmung nicht nur in Gas-Flüssig-Strömungen denkbar, sondern auch in Flüssig-Flüssig-Strömungen. Schon 1959 präsentierten Russell und Charles [99] eine analytische Lösung für das Strömungsprofil in laminaren Ringströmungen. Dabei fokussierten sie sich jedoch auf Schwerölströmungen, die zur Verringerung des Druckverlustes an der Rohrwand über einen Wasserfilm



**Abbildung 2.16.:** Kräftebilanz für ein ringförmiges differenzielles Volumenelement in einer Rohrströmung

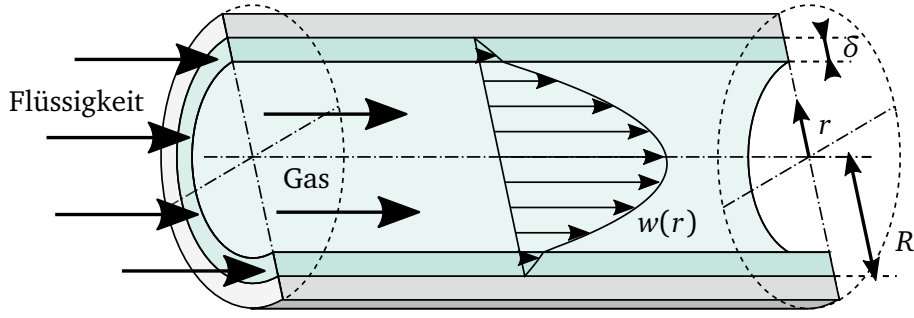
geschmiert wurden. Kouris und Tsamopoulos [65] konnte weiterhin zeigen, dass eine solchen laminare Ringströmung, bei der die höherviskose Phase in der Rohrmitte strömt, insgesamt die Strömungsform mit dem kleinstmöglichen Druckverlust darstellt. Qu und Mudawar [94] haben einen Ansatz zur Beschreibung von laminaren Filmströmungen in rechteckigen Kanälen entwickelt, der auf ähnlichen Annahmen basiert wie das Modell der idealen Ringströmung. Da ihr Modell zusätzlich auch Tropfenmitriss berücksichtigt, teilweise aber auf geometrischen Vereinfachungen basiert, lässt sich ihr Modell nur numerisch lösen. Im Vergleich zu experimentellen Messungen bei der Verdampfung von Wasser in Kanälen mit einem Durchmesser von  $349\,\mu\text{m}$  zeigt sich, dass sich ihr Modell kaum von dem von Mishima und Hibiki [80] unterscheidet, welches, wie zuvor erwähnt, für diesen Durchmesser fast identisch mit dem homogenen Modell von Dukler u. a. ist [92].

Weitere Modelle zur Beschreibung von Ringströmungen in Mini- und Mikrokanälen mit jeweils unterschiedlichen Annahmen und Vereinfachungen wurden von Younes und Kadem [138], Whan Na und Chung [131], Nebuloni und Thome [84], Jesseela und Sobhan [50] und Harms u. a. [43] vorgestellt, jedoch entspricht keines dieser Modelle dem im Folgenden vorgestellten Modell der idealen laminaren Ringströmung.

Da die meisten Strömungen in konventionellen Anwendungen turbulent sind, wurde laminare Gas-Flüssig-Ringströmungen bisher noch relativ wenig Beachtung geschenkt. So findet sich das Modell der idealen laminaren Ringströmung bislang in keinem der dem Autor dieser Arbeit bekannten Reviews, die sich mit Gas-Flüssig-Strömungen befassen. Woldesemayat und Ghajar [135] fassten in ihrer Arbeit über 68 unterschiedliche Korrelationen für den Gasphasenanteil in Gas-Flüssig-Strömungen zusammen, ohne die ideale Ringströmung aufzuführen. Genauso fehlt die ideale Ringströmung in den umfassenden Reviews von Lee und Garimella [73] und Kim und Mudawar [59], die sich mit dem Druckverlust von Gas-Flüssig-Strömungen befassen. In den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Mikrokanalverdampfern treten jedoch ausschließlich laminare Strömungen auf. Darüber hinaus konnte in Unterabschnitt 2.1.2 bereits gezeigt werden, dass bei den hier auftretenden Dampfanteilen die Ringströmung die wohl am häufigsten auftretende Strömungsform ist. Aus diesem Grund wird genau dieses Strömungsmuster im Folgenden genauer vorgestellt. Hierzu wird erst ein analytisches Modell für das Strömungsprofil einer adiabaten, laminaren Ringströmung hergeleitet. Anschließend werden hieraus Beziehungen für den Gasphasenanteil  $\varepsilon$ , den Druckverlust und die Flüssigfilmdicke abgeleitet. Aus der Filmdicke lässt sich weiterhin auf eine Beziehung für den Wärmeübergang schließen.

#### 2.4.1 Grundlegende Beschreibung

In einer voll ausgebildeten, laminaren Ringströmung bewegen sich die Fluidelemente auf parallelen Stromfäden, wobei die Geschwindigkeit aufgrund der Rotationssymmetrie ausschließlich von der ra-



**Abbildung 2.17.:** Geschwindigkeitsprofil in einer idealen, laminaren Rohrströmung

dialen Koordinate  $r$  abhängt. Somit lässt sich das Geschwindigkeitsprofil über eine eindimensionale Differentialgleichung analytisch herleiten. Hierzu wird, wie in Abbildung 2.16 dargestellt, eine differentielle Kräftebilanz über ein ringförmiges Volumenelement mit der Länge  $dz$ , dem Radius  $r$  und der Dicke  $dr$  innerhalb der Rohrströmung aufgestellt. Bei einer voll ausgebildeten, stationären Strömung stehen alle auf das Kontrollvolumen angreifenden Druck- und Scherkräfte im Gleichgewicht.

$$0 = 2\pi r dr (p(z) - p(z + dz)) + 2\pi dz ((r + dr) \tau(r + dr) - r \tau(r)) \quad (2.81)$$

Die auf das Kontrollvolumen auftreffenden Impulsströme werden in dieser Kräftebilanz nicht aufgeführt, da sich diese in  $z$ -Richtung nicht ändern und somit keinen Einfluss auf das Strömungsprofil haben. Für Newtonsche Fluide ist die Schubspannung  $\tau$  proportional zur Scherrate.

$$\tau(r) = \eta(r) \frac{\partial w}{\partial r} \quad (2.82)$$

Somit führt die Impulsbilanz in einer laminaren Rohrströmung zu einer einzigen eindimensionalen Differentialgleichung.

$$-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \eta(r) \frac{\partial w}{\partial r} \right) = 0. \quad (2.83)$$

Wie in Abbildung 2.17 dargestellt, geht man nun von einem Rohr mit dem Innenradius  $R$  aus, an dessen Wand ein gleichmäßiger Flüssigkeitsfilm mit der Dicke  $\delta$  fließt. Das übrige Volumen wird entsprechend von der Gasphase durchströmt. Es wird davon ausgegangen, dass keinerlei Tropfen von der Strömung mitgerissen werden und dass im Film keine Gasblasen auftreten. Die Viskosität  $\eta(r)$  unterscheidet sich entsprechend in beiden Regionen:

$$\eta(r) = \begin{cases} \eta_L & \text{für } r \geq (R - \delta) \\ \eta_V & \text{für } r < (R - \delta) \end{cases} \quad (2.84)$$

Aufgrund der Wandhaftung nimmt die Geschwindigkeit an der Rohrwand den Wert null an:

$$w(r = R) = 0 \quad (2.85)$$

Außerdem ist die Schubspannung und damit die Scherrate in der Rohrmitte aufgrund der vorherrschenden Symmetriebedingung gleich null.

$$\left. \frac{\partial w}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (2.86)$$

Durch Integration von Gleichung 2.83 unter Berücksichtigung von Gleichungen 2.84 bis 2.86 lässt sich nun das Strömungsprofil exakt berechnen [99]. Für die Geschwindigkeitsverteilung in einer idealen Ringströmung ergibt sich eine stetige Funktion:

$$w(r) = \begin{cases} \frac{\partial p}{\partial z} \frac{R^2}{4\eta_L} \left( \left( \frac{r}{R} \right)^2 - 1 \right) & \text{für } r \geq (R - \delta) \\ \frac{\partial p}{\partial z} \frac{R^2}{4\eta_L} \left[ \left( \left( \frac{r}{R} \right)^2 - \varepsilon \right) \frac{\eta_L}{\eta_V} + \varepsilon - 1 \right] & \text{für } r < (R - \delta) \end{cases} \quad (2.87)$$

Hierbei wird die Filmdicke  $\delta$  über den Gasphasenanteil  $\varepsilon$  ausgedrückt:

$$\varepsilon = \frac{A_V}{A_V + A_L} = \frac{(R - \delta)^2}{R^2} \quad (2.88)$$

Das resultierende Strömungsprofil ist in Abbildung 2.17 skizziert. Durch einzelne Integration von Gleichung 2.87 über beide Phasen, lassen sich nun die Volumenströme beider Phasen  $\dot{V}_L$  und  $\dot{V}_V$  einzeln berechnen.

$$\begin{aligned} \dot{V}_L &= 2\pi \int_{R-\delta}^R r w(r) dr \\ &= -\pi \frac{\partial p}{\partial z} \frac{R^4}{8\eta_L} (1 - \varepsilon)^2 \end{aligned} \quad (2.89)$$

$$\begin{aligned} \dot{V}_V &= 2\pi \int_0^{R-\delta} r w(r) dr \\ &= -\pi \frac{\partial p}{\partial z} \frac{R^4}{8\eta_L} \left( \left( \frac{\eta_L}{\eta_V} - 2 \right) \varepsilon^2 + 2\varepsilon \right). \end{aligned} \quad (2.90)$$

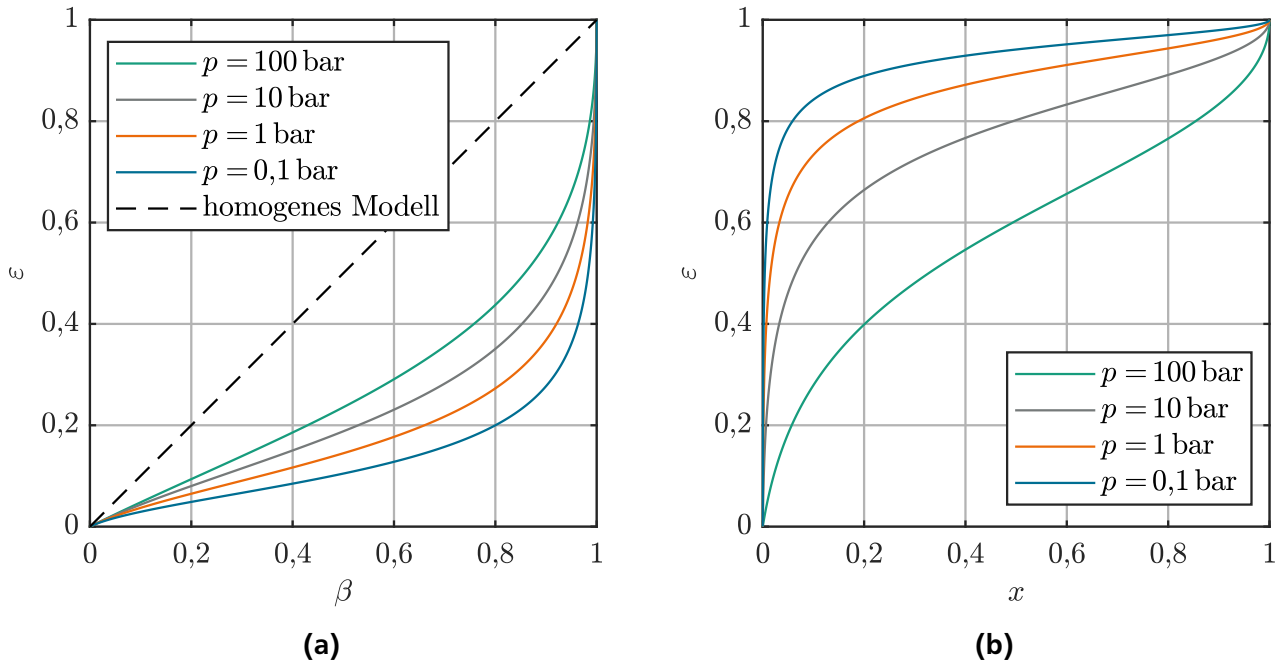
Beide Gleichungen können nun verwendet werden, um den Dampfvolumenteil  $\beta$  auszudrücken.

$$\beta = \frac{\dot{V}_V}{\dot{V}_V + \dot{V}_L} = \frac{\left( \frac{\eta_L}{\eta_V} - 2 \right) \varepsilon^2 + 2\varepsilon}{\left( \frac{\eta_L}{\eta_V} - 1 \right) \varepsilon^2 + 1} \quad (2.91)$$

Hieraus ergibt sich eine quadratische Gleichung für den Dampfphasenanteil  $\varepsilon$  in Abhängigkeit des Dampfvolumenteil  $\beta$  und dem Verhältnis der dynamischen Viskositäten. Diese Gleichung hat eine positive und damit physikalisch sinnvolle Lösung aufweist. Hieraus ergibt sich eine kompakte, analytische Beziehung für den Dampfphasenanteil einer Ringströmung:

$$\varepsilon = \frac{\beta}{1 + \sqrt{(1 - \beta) \left( 1 + \beta \left( \frac{\eta_L}{\eta_V} - 1 \right) \right)}} \quad (2.92)$$

Auffällig ist hierbei, dass die analytische Lösung für den Dampfphasenanteil  $\varepsilon$  nur vom Dampfvolumenteil  $\beta$  und dem Verhältnis der dynamischen Viskositäten abhängt. Andere Größen wie der Rohrdurchmesser oder der Massenstrom haben entsprechend keinen Einfluss. Auch die Oberflächenspannung kommt in dieser Beziehung nicht vor. Dies liegt daran, dass bei der Herleitung von einer konstanten Flüssigfilmdicke ausgegangen wird, weshalb die resultierenden Grenzflächenkräfte nicht in



**Abbildung 2.18.:** Dampfphasenanteil  $\varepsilon$  in einer idealen, laminaren Ringströmung für siedendes Wasser bei unterschiedlichen Drücken; in Abhängigkeit vom Volumenstromanteil  $\beta$  (a) und vom Dampfanteil  $x$  (b)

$z$ -Richtung wirken. Allerdings führt die Oberflächenspannung gemäß der Young-Laplace-Gleichung zu einem Druckunterschied zwischen der Flüssig- und der Gasphase.

$$\Delta p = \frac{\sigma}{R - \delta} = \frac{\sigma}{\sqrt{\varepsilon} R} \quad (2.93)$$

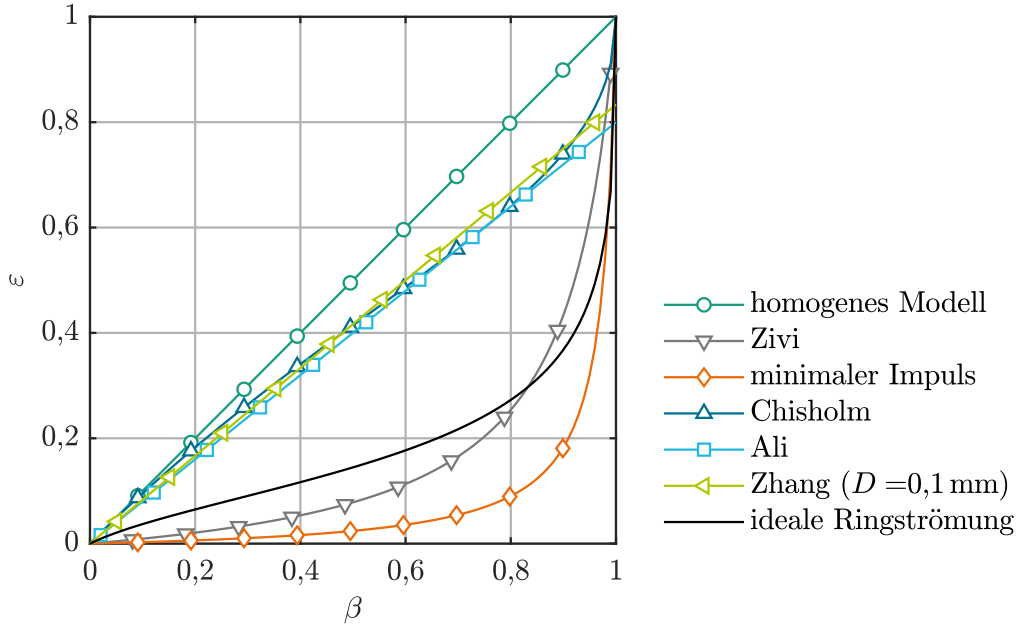
Diese Druckdifferenz beeinflusst das Strömungsprofil zwar nicht direkt, der erhöhte Druck in der Gasphase wirkt sich jedoch auf die Gasdichte und damit auf die Stoffeigenschaften aus. Zudem muss dieser Druckunterschied prinzipiell auch bei der Berechnung des Phasengleichgewichts bei der Verdampfung berücksichtigt werden.

Aus Gleichung 2.92 lässt sich als nächstes eine Beziehung für den Schlupffaktor einer Ringströmung herleiten. Hierzu werden Gleichungen 2.9 und 2.92 in Gleichung 2.15 eingesetzt. Hieraus ergibt sich wiederum eine sehr kompakte Beziehung, die nur vom Dampfanteil  $x$  und den Stoffeigenschaften abhängt.

$$S = 1 + \sqrt{1 + \frac{x}{1-x} \frac{\rho_L}{\rho_V} \frac{\eta_L}{\eta_V}} \quad (2.94)$$

Bei sehr kleinen Dampfanteilen würde die Gasphase nur auf dem innersten Stromfaden einer ansonsten einphasigen Flüssigströmung strömen. Somit muss der Schlupffaktor für sehr kleine Dampfanteile unabhängig von den Stoffdaten gleich dem Verhältnis zwischen maximaler und mittlerer Geschwindigkeit sein, welches für laminare Hagen-Poiseuille Strömungen dem Wert 2 entspricht.

$$\lim_{x \rightarrow 0} S = \left( \frac{w_{\max}}{\bar{w}} \right)_{\text{Hagen-Poiseuille}} = 2 \quad (2.95)$$

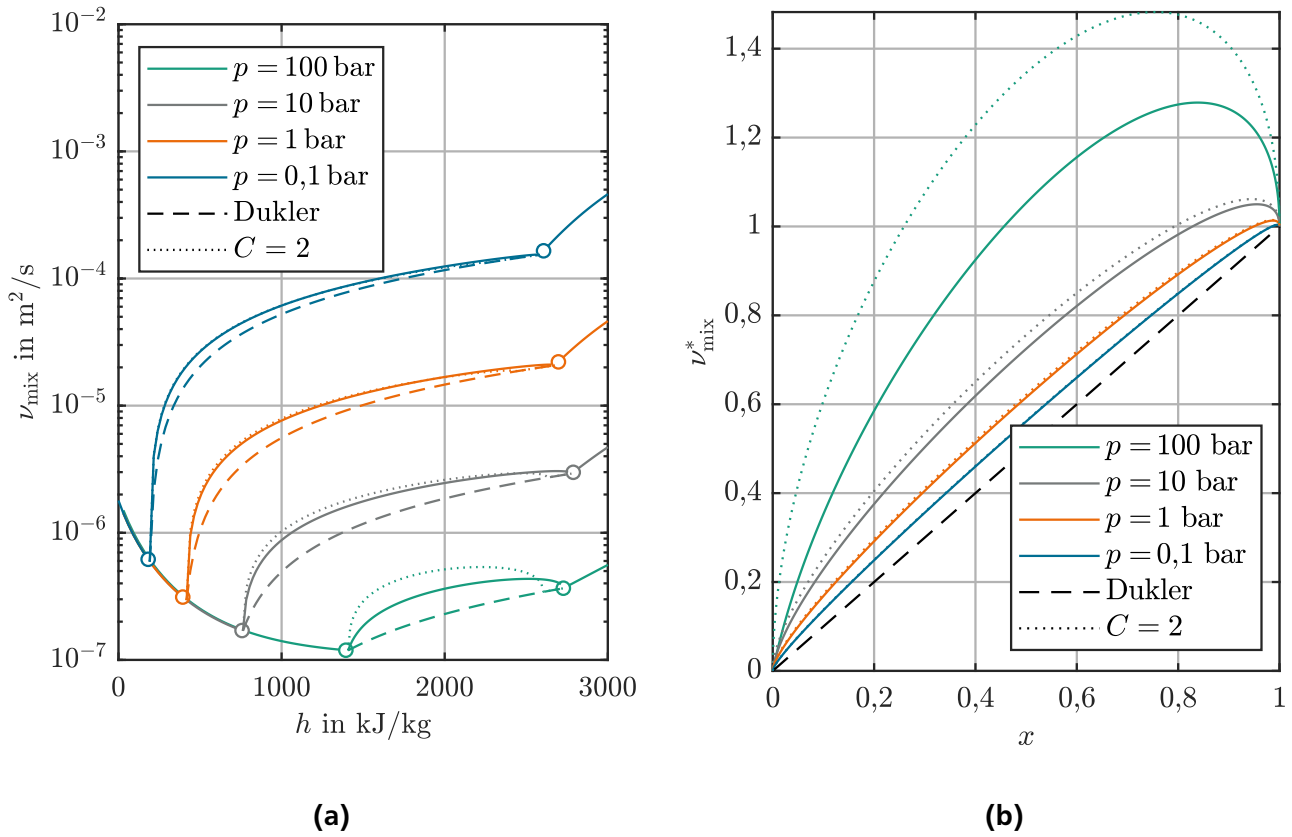


**Abbildung 2.19.:** Dampfphasenanteil nach unterschiedlichen Modellen für siedendes Wasser bei 1 bar

Anders als für die meisten empirischen Korrelationen für den Dampfanteil, ist dies im Fall der idealen Ringströmung erfüllt, was den Vorteil analytischer Modelle unterstreicht. Mithilfe des Schlupffaktors aus Gleichung 2.94 lässt sich der Gasphasenanteil nun mithilfe von Gleichung 2.15 auch direkt als Funktion des Dampfanteils  $x$  ausdrücken:

$$\varepsilon = \frac{1}{1 + \frac{1-x}{x} \frac{\rho_V}{\rho_L} \left( 1 + \sqrt{1 + \frac{x}{1-x} \frac{\rho_L}{\rho_V} \frac{\eta_L}{\eta_V}} \right)} \quad (2.96)$$

In Abbildung 2.18a ist der Dampfphasenanteil am Beispiel von siedendem Wasser bei verschiedenen Drücken über dem Dampfstromanteil  $\beta$  aufgetragen. Da sich die Gasphase in der Rohrmitte schneller bewegt als die an der Wand haftende Flüssigphase, ist der Gasphasenanteil in einer Ringströmung stets kleiner als er es in einer homogenen Strömung wäre. Bei niedrigen Drücken ist die Viskosität der Flüssigphase sehr viel höher als die der Gasphase, wodurch sich ein dickerer Flüssigfilm bildet als bei höheren Drücken. Somit nimmt der Dampfphasenanteil im Flüssig-Dampf-Gleichgewicht bei gegebenem Dampfstromanteil mit steigendem Druck zu. In Abbildung 2.18b ist der Dampfphasenanteil  $\varepsilon$  als Funktion des Dampfanteils  $x$  aufgetragen. Entsprechend Gleichung 2.96 wirkt sich hier nicht nur das Verhältnis der Viskositäten sondern auch das Dichteverhältnis auf den Dampfphasenanteil aus. Da die Dichte der Gasphase bei niedrigen Drücken besonders niedrig ist, ist hier der Dampfphasenanteil  $\varepsilon$  größer als bei niedrigeren Drücken und gleichem Dampfanteil  $x$ . In Abbildung 2.19 wird der über das Modell der idealen Ringströmung ausgedrückte Dampfphasenanteil mit den in Unterabschnitt 2.2.1 vorgestellten Modellen am Beispiel von siedendem Wasser verglichen. Hierbei fällt auf, dass sich die ideale Ringströmung von am ehesten mit dem Modell von Zivi vergleichen lässt.



**Abbildung 2.20.:** Mischungsviskosität einer idealen Ringströmung für siedendes Wasser bei unterschiedlichen Drücken in dimensionsbehafteter (a) und dimensionsloser Darstellung (b)

#### 2.4.2 Druckverlust

Der sich einstellende Druckverlust lässt sich mit Kenntnis des Dampfphasenanteils anhand Gleichung 2.89 ausdrücken.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\dot{V}_L \frac{8\eta_L}{\pi R^4} \frac{1}{(1-\varepsilon)^2} \quad (2.97)$$

Hierzu muss der Dampfphasenanteil  $\varepsilon$  über Gleichung 2.92 oder Gleichung 2.96 ermittelt werden. Das Modell der idealen Ringströmung lässt sich in das in Abschnitt 2.2.2 vorgestellte homogene Druckverlustmodell einsetzen. Hierzu lässt sich Gleichung 2.97 in eine effektive Mischungsviskosität überführen.

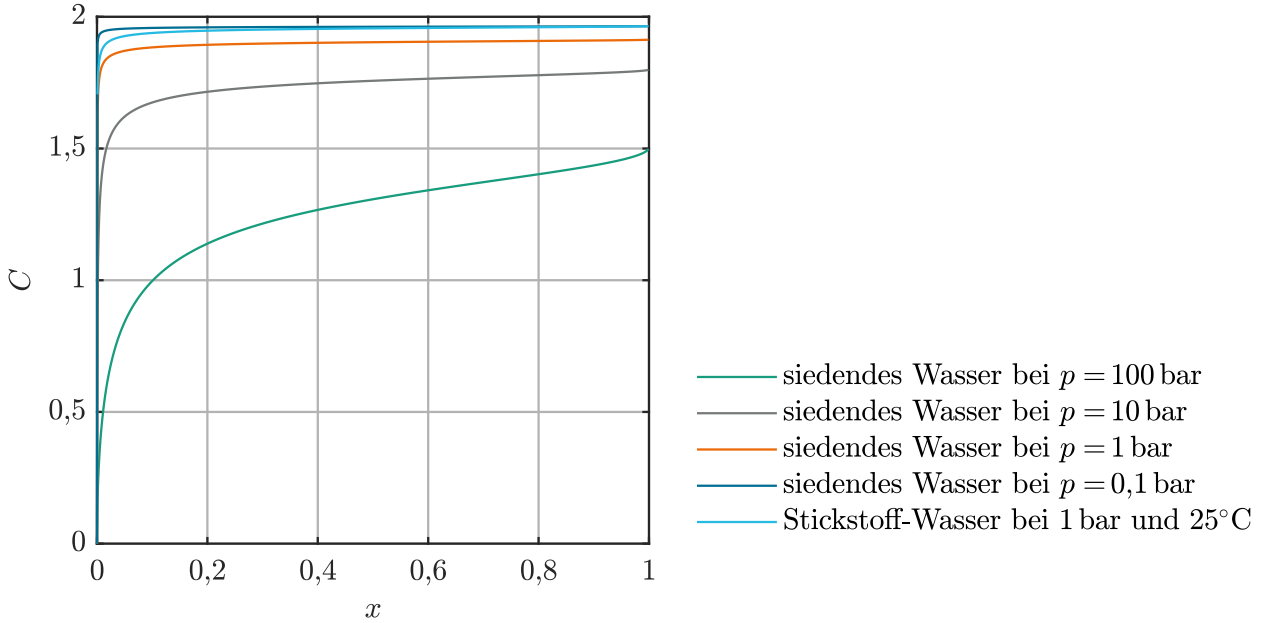
$$\nu_{\text{mix}} = \nu_L \frac{(1-x)}{(1-\varepsilon)^2} \quad (2.98)$$

Genauso lässt sich für das heterogene Modell von Lockhart und Martinelli [74] ein entsprechender Zweiphasenmultiplikator formulieren:

$$\phi_L^2 = \frac{1}{(1-\varepsilon)^2} \quad (2.99)$$

Collier und Thome [29] konnten anhand semianalytischen Überlegungen herleiten, dass diese Beziehung genauso auch für turbulente Ringströmungen gilt.





**Abbildung 2.21.:** Chisholm-Parameter  $C$  für eine ideale Ringströmung in Abhängigkeit des Dampfanteils

In Abbildung 2.20 ist der Einfluss von Druck und Enthalpie auf den Druckverlust am Beispiel von siedendem Wasser wiedergegeben. Gut zu erkennen ist, dass der Druckverlust mit steigendem Dampfanteil zunächst deutlich zunimmt und im Zweiphasengebiet ein unterschiedlich stark ausgeprägtes Maximum aufweist. Weiterhin ist zu sehen, dass der Druckverlust für ideale Ringströmungen stets etwas höher ausfällt als nach dem homogenen Modell von Dukler u. a. [32]. Dabei fällt auf, dass der relative Unterschied bei hohen Drücken geringer ausfällt als bei niedrigeren Druckniveaus. Dies lässt sich dadurch erklären, dass speziell bei geringen Drücken der Dampfphasenanteil schon bei niedrigen Dampfanteilen sehr hoch ist, weshalb der Druckverlust hier kaum durch die Flüssigphase beeinflusst wird.

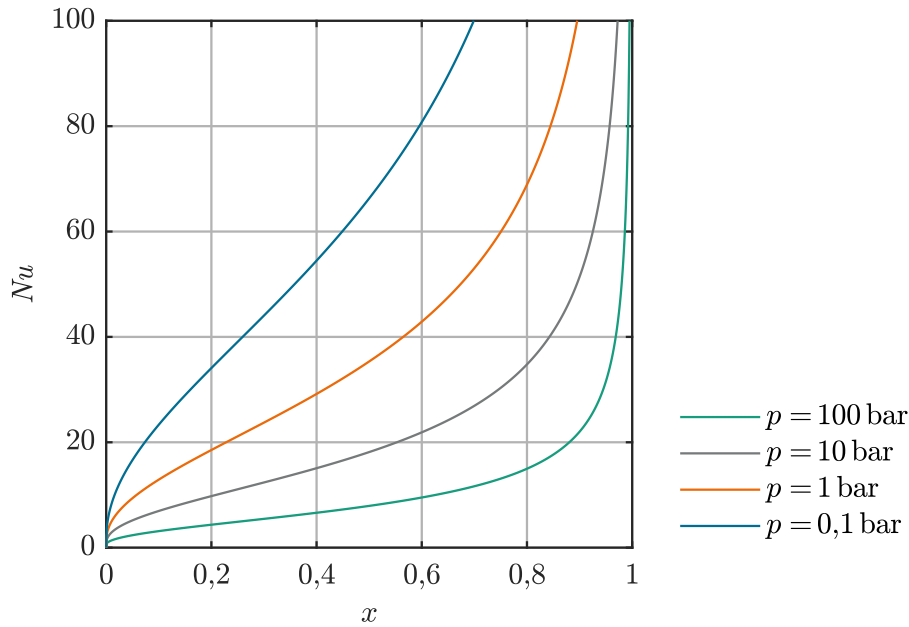
Ein weiterer, sehr interessanter Aspekt ergibt sich, durch Einsetzen von Gleichung 2.99 in den Ansatz von Chisholm (Gleichung 2.67). Hieraus ergibt sich für die ideale Ringströmung ein entsprechender Chisholm-Parameter  $C$ .

$$C = 2 \cdot \frac{\left(1 - \frac{\eta_V}{\eta_L}\right) \sqrt{\frac{\eta_L \rho_L x}{\eta_V \rho_V 1-x}}}{1 + \sqrt{1 + \frac{\eta_L \rho_L x}{\eta_V \rho_V 1-x}}} \quad (2.100)$$

Falls die dynamische Viskosität der Gasphase sehr viel kleiner ist als die der Flüssigphase, ergibt sich hierfür ein fester Grenzwert von 2:

$$\lim_{\frac{\eta_V}{\eta_L} \rightarrow 0} C = 2 \quad (2.101)$$

In Abbildung 2.21 wird der Chisholm-Parameter  $C$  gemäß Gleichung 2.100 für siedendes Wasser bei unterschiedlichen Drücken sowie für eine Stickstoff-Wasser-Strömung bei Normaldruck über dem Dampfanteil aufgetragen. Es ist gut zu erkennen, dass der Chisholm-Parameter bei Drücken unter 10 bar bereits nah am Wert von  $C = 2$  liegt. In Abbildung 2.20 ist zusätzlich zum exakten Modell der idealen Ringströmung auch das Modell von Chisholm mit  $C = 2$  aufgetragen. Hierdurch lässt sich erkennen, dass das heterogene Modell mit einem Chisholm Parameter von  $C = 2$  bei moderaten Drücken eine sinnvolle Näherung für das Modell der idealen Ringströmung darstellt.



**Abbildung 2.22.:** Nusseltzahl  $Nu$  für Filmsieden in einer idealen Ringströmung in Abhängigkeit vom Dampfanteil  $x$  am Beispiel von siedendem Wasser

### 2.4.3 Wärmeübergang

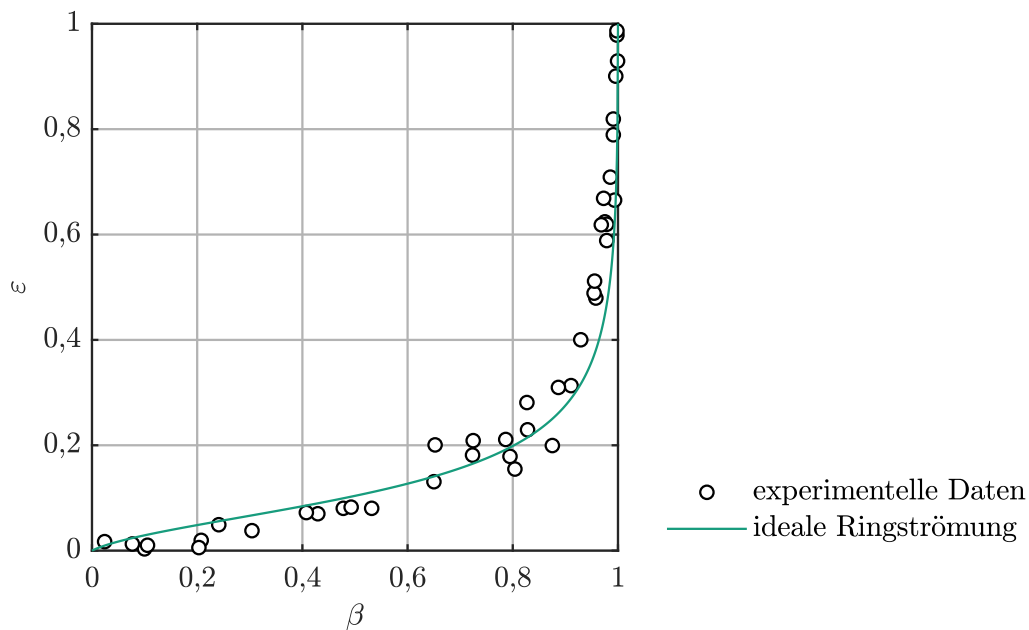
Über das Modell der idealen Ringströmung lässt sich die Flüssigfilmdicke an der Kanalwand berechnen, woraus sich eine Beziehung für den Wärmeübergang beim gesättigten Strömungssieden ableiten lässt. Es wird dabei davon ausgegangen, dass beide Phasen an der Grenzfläche zueinander im Gleichgewicht stehen, Wärme nur durch Wärmeleitung an die Phasengrenze transportiert werden kann und kein Blasensieden stattfindet. Somit gilt das Modell nicht nur für siedende Flüssigkeiten, sondern kann insbesondere auch für kondensierenden Dämpfe angewandt werden. Da die bei der Verdampfung übertragene latente Wärme meist deutlich größer ist als die sensible Wärme die zur Überhitzung der Flüssigphase benötigt wird, wird im Folgenden davon ausgegangen, dass die gesamte Wärme dafür aufgewendet wird, das Fluid an der Grenzfläche zu verdampfen. In diesem Fall lässt sich der Wärmeübergangskoeffizient analog zur Wärmeleitung an einem beheizten Rohr [39] beschreiben.

$$\alpha = \frac{\lambda_L}{R \ln\left(\frac{R}{R-\delta}\right)} = \frac{-\lambda_L}{R \ln(\sqrt{\varepsilon})}. \quad (2.102)$$

Hieraus lässt sich die Nusseltzahl für eine Ringströmung ausdrücken:

$$Nu = \frac{\alpha 2R}{\lambda_L} = \frac{-2}{\ln(\sqrt{\varepsilon})} \quad (2.103)$$

In Abbildung 2.22 ist die Abhängigkeit der Nusseltzahl von Dampfanteil und Druck am Beispiel von siedendem Wasser dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass die Nusseltzahl monoton mit dem Dampfanteil ansteigt, was an der abnehmenden Filmdicke und dem somit geringer werdenden thermischen Widerstand der Flüssigphase liegt. Auch mit abnehmendem Druck verringert sich die Filmdicke, was ebenfalls zu einem verbesserten Wärmeübergang führt. Für eine beinahe vollständig verdampfte Strömung wird der Film infinitesimal dünn, wodurch sich theoretisch eine unendlich hohe Nusseltzahl ergibt. In diesem



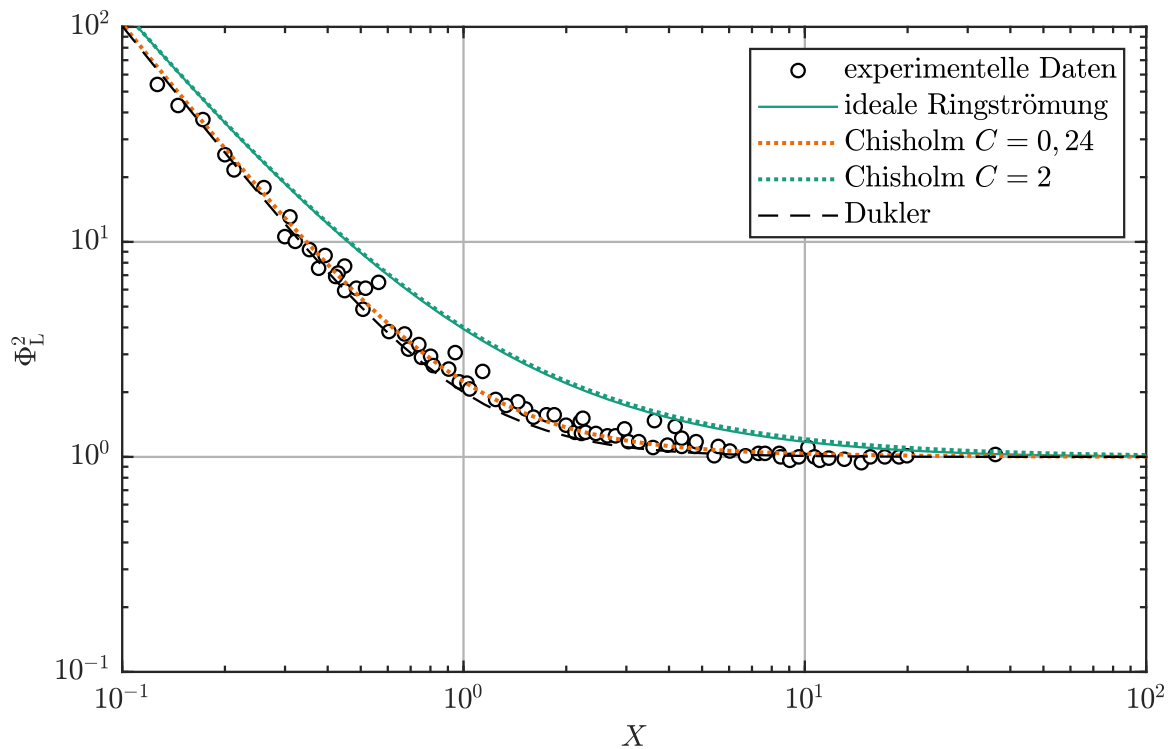
**Abbildung 2.23.:** Dampfphasenanteil  $\varepsilon$  in Abhängigkeit des Gasvolumenstromanteils  $\beta$ ; Vergleich von experimentellen Daten von Kawahara u. a. [55] für ein  $100\,\mu\text{m}$  Rohr mit dem Modell der idealen Ringströmung für Wasser und Stickstoff bei 1 bar und  $20\,^{\circ}\text{C}$

Fall wäre die Wandtemperatur gleich der Siedetemperatur des Fluids. In der Praxis reißt der Flüssigfilm allerdings meist schon vorher auf, wodurch es zum Dryout kommt und keine ideale Ringströmung mehr vorliegt. Das obere Ende der Gültigkeit muss in diesem Fall über geeignete Dryout-Korrelationen bestimmt werden (Siehe Unterunterabschnitt 2.2.3).

Bei sehr niedrigen Dampfanteilen wird die Nusseltzahl dem Modell nach zu null, was physikalisch inkorrekt ist, da in diesem Fall auch sensible Wärmeübertragung eine Rolle spielt. Als untere Gültigkeitsgrenze für Ringströmungsmodelle schlagen Qu und Mudawar [94] daher vor, das schon von Taitel und Dukler [117] vorgeschlagene Kriterium zu verwenden, wonach sich eine Ringströmung nur dann einstellen kann, wenn der Martinelli-Parameter unter dem Wert von 1,6 liegt. Hieraus ergeben sich für das vorgestellte Beispiel Dampfanteile zwischen 0,0015 und 0,11, wodurch sich eine minimale Nusseltzahl zwischen 3,4 und 4 ergibt. Dies entspricht in etwa der Nusseltzahl von einphasigen Laminarströmungen. Das untere Ende der Gültigkeit lässt sich somit in erster Näherung durch das unterschreiten der einphasigen Nusseltzahl festmachen.

#### 2.4.4 Validierung und Vergleich mit experimentellen Daten

Kawahara u. a. [55] untersuchten den Druckverlust und den Gasphasenanteil einer Stickstoff-Wasser Strömung in runden Mikrokanälen und beobachteten dabei in einem breiten Parameterspektrum vornehmlich Ringströmungen oder ähnliche Strömungsformen. Da ihre Messungen durchgehend bei niedrigen Reynoldszahlen durchgeführt wurden, kann davon ausgegangen werden, dass stets laminare Verhältnisse herrschten, weshalb ihre Ergebnisse gut zur Validierung des hier vorgestellten Modells herangezogen werden können. Ihr experimenteller Aufbau besteht aus einer  $64,5\,\text{mm}$  langen Glaskapillare mit einem Innendurchmesser von  $100\,\mu\text{m}$ . Der Druckverlust wurde dabei global über die gesamte Länge des Kanals gemessen, wogegen der Gasphasenanteil lokal in einem  $1\,\text{mm}$  langen Teilstück am Kanalende optisch bestimmt wurde. Abbildung 2.23 vergleicht die experimentell bestimmten Dampfphasenanteile mit dem hier vorgestellten Modell der idealen Ringströmung. Es ist gut zu erkennen, dass das analytische



**Abbildung 2.24.:** Zweiphasenmultiplikator  $\phi_L^2$  in Abhängigkeit des Martinelli Parameters  $X$ : Vergleich zwischen experimentellen Daten von Kawahara u. a. [55] für ein  $100\mu\text{m}$  Rohr und dem Modell der idealen Ringströmung

Modell gut mit den experimentellen Daten übereinstimmt. Nur bei niedrigen Dampfanteilen liegt der Gasphasenanteil leicht über den experimentellen Werten. Da aber die ideale Ringströmung bei laminaren Strömungen das Strömungsregime ist, bei dem die Gasgeschwindigkeit den maximal möglichen Wert annimmt, gibt dieses den oberen Grenzwert für den Schlupffaktor  $S$ . In allen anderen Strömungsformen führt der vermehrte Impulsaustausch zwischen den Phasen zu einem verringerten Schlupf, wodurch der Gasphasenanteil ansteigen müsste. Hieraus lässt sich schließen, dass die ideale Ringströmung den minimalen in Zweiphasenströmungen möglichen Gasphasenanteil bestimmt und somit nicht unterschritten werden kann. Aus diesem Grund muss angenommen werden, dass jene Abweichungen am ehesten durch Messungenauigkeiten bei der optischen Bestimmung der Filmdicke zu begründen sind.

In Abbildung 2.24 sind die von Kawahara u. a. [55] präsentierten Druckverlustdaten aufgetragen, die in Form des über die Kanallänge gemittelten Zweiphasenmultiplikators  $\phi_L^2$  in Abhängigkeit vom Martinelli Parameters  $X$  gegeben sind. In dieser Darstellung scheint es so, als weiche das Modell der idealen Ringströmung erheblich von den gemessenen Werten ab. Kawahara u. a. [55] schlugen vor, den Druckverlust für derartige Strömungen über das Modell von Chisholm [24] mit einem Chisholm-Parameter von 0,24 zu approximieren. Auch fällt auf, dass das homogene Modell von Dukler u. a. [32] eine deutlich bessere Näherung zu liefern scheint. Diese Interpretation ist allerdings irreführend, da bei der Berechnung des Martinelli-Parameters und des Zweiphasenmultiplikators in der Arbeit von Kawahara u. a. jeweils Umgebungsdruck angenommen wurde. Betrachtet man die von ihnen angegebenen mittleren Reibungsdruckverluste von  $0,4$  bis  $14\text{ MPa m}^{-1}$ , fällt auf, dass der absolute Druckabfall über der eingesetzten  $64,5\text{ mm}$  lange Kapillare zwischen  $0,24$  und  $9\text{ bar}$  liegen muss. Daher darf hier nicht mit konstanten Stoffdaten gerechnet werden. Bei moderaten Drücken ( $p < 100\text{ bar}$ ) ist die dynamische Viskosität idea-

ler Gase nahezu druckunabhängig, wodurch die kinematische Viskosität aufgrund der Dichteänderung antiproportional zum Druck ist [66].

$$\nu_V \propto \frac{1}{p} \quad (2.104)$$

Die kinematische Viskosität der Flüssigphase ist dagegen praktisch druckunabhängig. Somit ist der Martinelliparameter gemäß Gleichung 2.66 bei einem gegebenen Dampfanteil  $X$  proportional zu Quadratwurzel des Absolutdrucks.

$$X = \sqrt{\frac{(1-x)}{x} \frac{\nu_L}{\nu_V}} \propto \sqrt{p} \quad (2.105)$$

Da andererseits der Leerrohrdruckverlust der Flüssigphase unabhängig vom Druck ist, ist auch die Berechnung des mittleren Zweiphasenmultiplikators druckunabhängig. Da aber Kawahara u. a. zur Berechnung des Martinelli-Parameters jeweils Umgebungsdruck annahmen, würden die experimentellen Daten in Abbildung 2.24 bei korrekter Berechnung jeweils weiter nach rechts rücken und somit näher am Modell der idealen Ringströmung liegen, was die Abweichungen dort erklärt. Es lässt sich zudem leicht zeigen, dass die übrigen in Abbildung 2.24 gezeigten Kurven de facto druckunabhängig sind. Die Abweichungen in Abbildung 2.24 zwischen dem Modell der idealen Ringströmung und den experimentellen Daten von Kawahara u. a. [55] liegen daher zumindest teilweise an deren unpräzisen methodische Vorgehensweise. Andererseits wäre es auch denkbar, dass sich die Ringströmung jeweils nur im optisch überwachten Auslassbereich der Kapillare eingestellt hat und stromaufwärts auch andere Strömungsformen wie beispielsweise Taylorblasenströmungen, die einen geringeren Druckverlust aufweisen, aufgetreten sind.

Aufgrund der geringen zur Verfügung stehenden experimentellen Datenbasis, wären für eine gründliche Validierung weitere Experimente erforderlich. Da das Modell der idealen Ringströmung jedoch analytisch hergeleitet und somit unter den getroffenen Annahmen exakt ist, ist es hier auch ohne weitere Validierung gültig. Chung u. a. [25] zeigten darüber hinaus, dass sich der einstellende Dampfphasenanteil sowie der Druckverlust der in Kanälen mit quadratischem Querschnitt unter ansonsten gleichbleibenden Bedingungen nur wenig von den in runden Kanälen unterscheidet. Da im Modell der idealen Ringströmung keine geometrischen Parameter auftreten, ist es naheliegend die hieraus gewonnen Beziehungen näherungsweise auch zur Beschreibung von nicht runden Kanälen heranzuziehen.

Insgesamt konnte in diesem Kapitel gezeigt werden, dass bereits eine umfassende theoretische Grundlage für die Beschreibung von Verdampfungsvorgängen existiert, die auch in Mikrokanälen gültig ist. Allerdings fehlen bislang in einigen für Mikrokanaldampferzeuger wichtigen Parameterbereichen geeignete Korrelationen zur Beschreibung der lokalen Austauschphänomene wie Druckverlust und Wärmeübergang. Das neu eingeführte Modell der idealen Ringströmung stellt bereits einen wichtigen Schritt in Richtung eines besseren Verständnisses der hier auftretenden Effekte dar. Da es jedoch einige Vereinfachungen beinhaltet, werden für eine allgemeingültige Beschreibung von Mikrokanalverdampfern weitere experimentelle Untersuchungen und daraus abgeleitete empirische Korrelationen unablässig sein. Da der Druckverlust in siedenden Strömungen stark von Dampfanteil und damit vom Wärmeübergang ist, lassen sich diese Effekte nicht isoliert betrachten. Aus diesem Grund wird das Zusammenwirken dieser Austauschvorgänge in den folgenden Kapiteln sowohl anhand von Experimenten als auch von Simulationen untersucht.



---

## 3 Experimente Untersuchungen und Analysen

Um das Verhalten von Mikroverdampfern im praktischen Betrieb zu untersuchen, wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Versuchsstand konzipiert, aufgebaut und in Betrieb genommen. Schwerpunkt ist es dabei, das grundlegende Verhalten von Mikrokanalverdampfern hinsichtlich Druckverlust, Temperaturverteilung und Dampfqualität in einem breiten Parameterspektrum praxisnah, insbesondere im Bereich der Vollverdampfung, zu untersuchen. Dabei soll neben dem stationären Verhalten von unterschiedlichen Verdampfern bei verschiedenen Durchflüssen und Heizraten auch untersucht werden, unter welchen Umständen diese Verdampfer zu Instabilitäten neigen. Weiterhin dienen die hieraus gewonnenen Daten der Validierung der im nächsten Kapitel vorgestellten Modellierungsansätze.

---

### 3.1 Stand der Forschung

---

Der überwiegende Anteil experimenteller Arbeiten, die sich mit der Verdampfung in Mikrokanälen befassen, zielt auf die Entwicklung möglichst leistungsfähiger Wärmesenken zur Temperaturkontrolle an elektronischen Bauteilen. Dementsprechend wenige Arbeiten gibt es, die sich mit der Vollverdampfung für prozesstechnische Anwendungen befassen.

Um die auftretenden Strömungsmuster innerhalb der Kanäle zu beobachten, werden meist speziell gefertigte Verdampfer eingesetzt, deren Kanalstruktur nach oben hin mit einer optisch durchlässigen Platte verschlossen ist. Hierdurch ist es möglich das Strömungsmuster mithilfe von Hochgeschwindigkeitskameras zu untersuchen. Hetsroni u. a. [44] untersuchten so die Strömungsmuster bei der Teilverdampfung von Wasser in dreieckigen Siliziumkanälen mit hydraulischen Durchmessern von 200 bis 310  $\mu\text{m}$ . Da sie in ihren Experimenten nur Dampfanteile von 0,01 bis 0,1 erreichten, beobachteten sie vor allem die Blasenentstehung beim Einsetzen der Verdampfung. Auf die gleiche Weise untersuchten Serizawa u. a. [108] die Strömungsmuster bei der Verdampfung in runden 50  $\mu\text{m}$  Glaskapillaren und konnten dabei vor allem Blasen und Taylorströmungen beobachten. Wu u. a. [136] untersuchten das Strömungsmuster und den Druckverlust bei der Teilverdampfung von Wasser in parallelen, aus Silizium gefertigten Mikrokanälen mit hydraulischen Durchmessern von 73  $\mu\text{m}$ . Dabei beobachteten sie massive, zyklische Schwankungen des Druckverlustes und der Wandtemperaturen mit Oszillationsdauern von weit über einer Minute. Dabei konnten sie beobachten wie sich einphasige und zweiphasige Strömungsformen periodisch abwechselten. Darüber hinaus präsentierten sie systematische Druckverlustkennlinien in Abhängigkeit des Durchflusses bei unterschiedlichen Heizraten. Jedoch wird die Vollverdampfung auch in ihrer Arbeit an keiner Stelle erreicht. Wang u. a. [127] untersuchten die Strömungsmuster und Druckverlust sowie den Wärmeübergang bei der Verdampfung von Wasser in 186  $\mu\text{m}$ - Siliziumkanälen. Dabei stellten sie fest, dass bei Dampfanteilen über 0,1 typischerweise Film- oder Nebelströmungen auftreten. Auch sie beobachteten langperiodische Schwankungen des Druckverlusts und der Wandtemperatur.

Weiterhin wurde auch der lokale Wärmeübergangskoeffizient in einer Vielzahl von Arbeiten experimentell untersucht. Um eine gleichmäßige Wärmestromdichte an der Kanalwand zu gewährleisten, werden hierzu meist sehr flache Verdampfergrundkörper eingesetzt, die über Heizfolien temperiert werden. Die Temperatur der Kanalwand lässt sich entweder mithilfe von direkt über unter der Kanaloberfläche eingebrachten Temperatursensoren ermitteln [1] oder sie kann über Thermokameras bestimmt werden [40, 116, 47]. Huang und Thome [47] bestimmen die lokalen Wandtemperaturen und Wärmeströme, indem sie zunächst über Thermokameras die Temperatur an der Verdampferunterseite bestimmen und anschließend ein inverses Wärmeleitungsproblem numerisch lösen. Auf diese Weise lassen sich die loka-

---

len Wärmeübergangskoeffizienten prinzipiell auch in Fällen bestimmen, an denen axiale Wärmeleitung im Festkörper nicht ausgeschlossen werden kann und somit keine konstanten Wärmestromdichte vorliegt. Um den lokalen Wärmeübergangskoeffizienten zu bestimmen, wird neben der Wandtemperatur auch die lokale Siedetemperatur des Fluids benötigt, die wiederum vom lokal herrschenden Druck abhängt. Agostini u. a. [1] und Lee und Mudawar [72] schätzen hierzu den Druck über entsprechende Druckverlustkorrelationen ab. In anderen Arbeiten wird stattdessen oft nur der gemittelte Wärmeübergangskoeffizient anhand der Siedetemperatur am Verdampferaustritt bestimmt [12].

Zhang u. a. [140] untersuchten in ihrer Arbeit den sich in Mikrokanälen mit hydraulischen Durchmessern zwischen 100 und 337  $\mu\text{m}$  einstellenden Druckverlust. Sie konnten dadurch experimentell nachweisen, dass die Druckverlustkennlinie auch in Mikrokanälen bei konstanter Heizrate eine negative Steigung im Zweiphasengebiet aufweist und die Verdampfer somit, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, zu Ledinegg Instabilität neigen. Für einen Teil der Messreihen, konnten sie den Verlauf der Druckverlustkennlinie über ein eindimensionales Modell reproduzieren.

Die sich bei der vollständigen Verdampfung von Flüssigkeiten einstellenden Druckverluste, wurden dagegen bislang vergleichsweise wenig untersucht. Hardt u. a. [40] untersuchten die Strömungsmuster, die sich bei der Vollverdampfung von Wasser sowie von 2-Propanol in Mikrokanälen mit Durchmessern von 30 und 50  $\mu\text{m}$  einstellen. Eine systematische Untersuchung des sich bei unterschiedlichen Massenströmen einstellenden Druckverlustes blieb hierzu jedoch bislang aus. Auch Freund [34] befasste sich mit der Vollverdampfung in Mikrokanälen. Er stellte insbesondere fest, dass sich die Verdampfung signifikant stabilisieren lässt, indem der Eintrittsbereich über einen zusätzlichen Kühlkreislauf gekühlt wird. Konkrete Messreihen zum Druckverlust bei unterschiedlichen Durchflüssen wurden jedoch auch hier nicht gegeben.

---

## 3.2 Versuchsaufbau und Durchführung

---

---

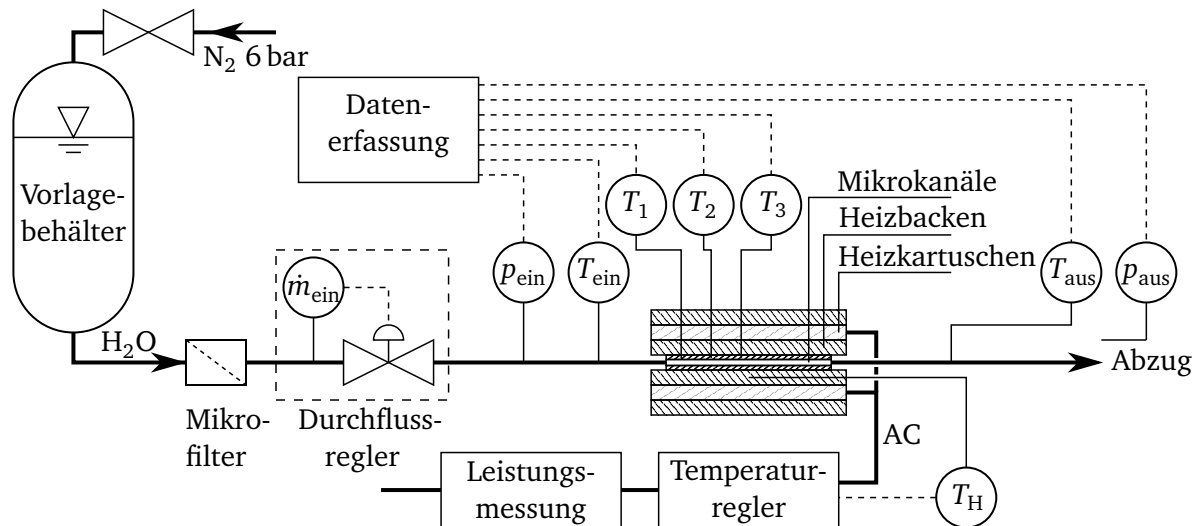
### 3.2.1 Versuchsstand

---

Die Anforderungen an die Konzeption des in dieser Arbeit eingesetzten Versuchsstand bestand darin, zu möglichst großen Teilen auf Standardkomponenten zurückzugreifen, um möglichst praxisnahe Bedingungen zu gewährleisten. Hierzu sollten die am Fraunhofer IMM standardmäßig verwendeten Heizelemente und Verdampfer eingesetzt werden. Für die Eckdaten der Anlage wurde eine Flüssigkeitszufuhr im Bereich von 1 bis 300 g/h und eine maximale Verdampfertemperatur von 200 °C festgelegt. Über entsprechende Druckmessstellen sollte sich der sich über den Verdampfer einstellende Druckverlust kontinuierlich messen und aufzeichnen lassen. Eine weitere Anforderung an den Versuchsstand bestand darin, dass sich die Temperaturen des Fluids am Ein- und Austritt sowie die Temperaturen des Verdampfers an unterschiedlichen Positionen knapp unter der Kanaloberfläche kontinuierlich erfassen lassen sollten. Um eine geschlossenen Energiebilanz zu ermöglichen und daraus den an das Fluid übertragenen Wärmestrom bestimmen zu können, galt es zudem, nach Möglichkeit die dem Verdampfer zugeführte elektrische Leistung zu erfassen.

Entsprechend der vorgestellten Anforderungen wurde der in Abbildung 3.1 dargestellte Versuchsaufbau entwickelt. Das Fluid wird dabei pneumatisch aus einem mit Stickstoff bei 6 bar Überdruck beaufschlagten Behälter gefördert, wobei der Durchfluss über einen thermischen Massendurchflussregler eingestellt wird, sodass auf den Einsatz einer Pumpe verzichtet werden kann. Über einen dem Durchflussregler vorgelagerten Mikrofilter mit einer Porengröße von 7  $\mu\text{m}$  wird sichergestellt, dass keine Schmutzpartikel aus dem Vorlagebehälter in die nachfolgenden Abschnitte des Versuchsstandes gelangen können. Nach dem Durchflussregler durchströmt das Fluid den eigentlichen Verdampfer, der, wie in Abbildung 3.2 dargestellt, zwischen zwei Edelstahlheizbacken eingespannt ist. Um eine bestmögliche Wärmeübertra-





**Abbildung 3.1.:** Fließbild des Versuchsaufbaus

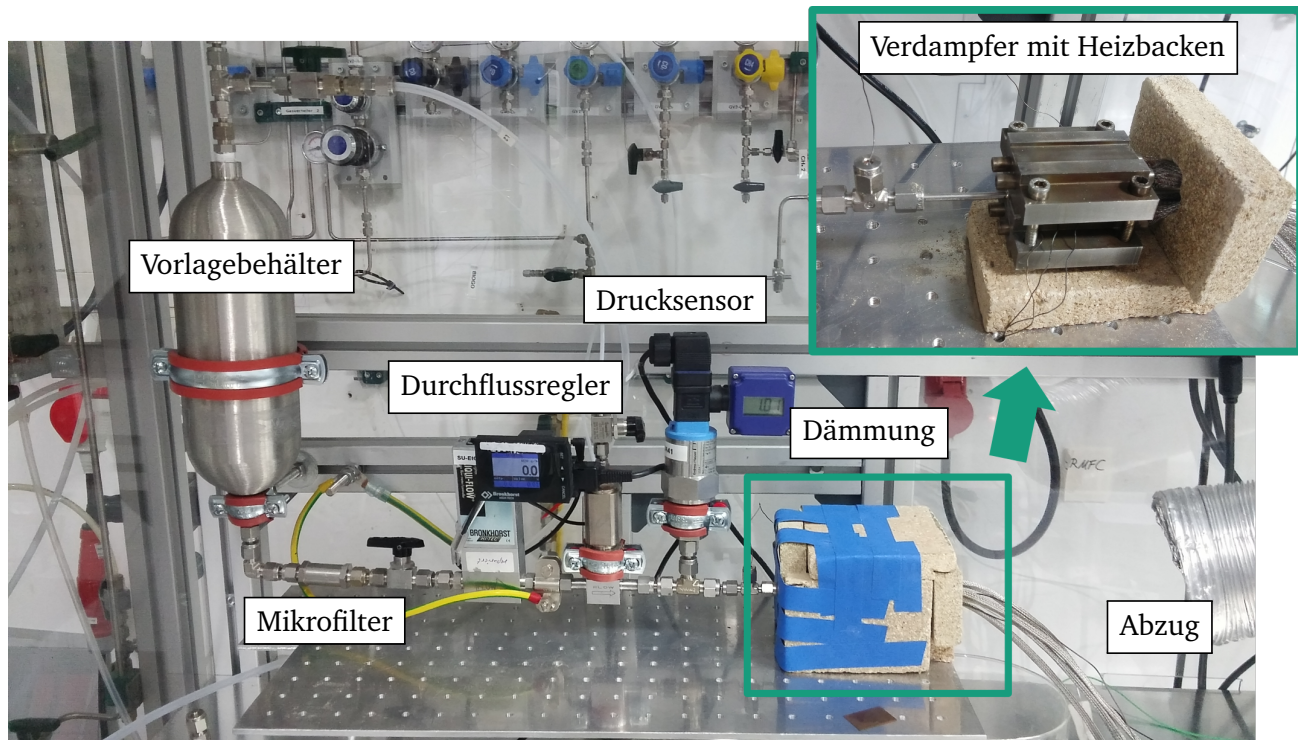
gung von den Heizbacken auf die Verdampfer sicherzustellen, wird zwischen dem Verdampfer und den Heizbacken eine wärmeleitende Kupferpaste aufgetragen. Die Edelstahlbacken werden wiederum über insgesamt vier zylindrische elektrische Heizkartuschen mit jeweils 75 W Heizleistung beheizt. An der Austrittsseite befindet sich in beiden Heizbacken jeweils eine Bohrung, in die Thermoelemente zur Temperaturregelung eingeführt werden. Über einen PID-Regler wird so die Temperatur der Heizbacken auf einen jeweils eingestellten Sollwert  $T_{\text{set}}$  geregelt. Da die zugeführte Leistung nur binär geregelt werden kann, wird die Leistung über den Regler durch Pulsdauermodulation (PDM) angepasst. Da die PDM-Frequenz bei etwa einem Hertz liegt und somit relativ hoch ist, verstetigen sich die Temperaturpulse bereits innerhalb der Heizbacken, sodass von einem zeitlich konstanten Wärmestrom ausgegangen werden kann. Um die dem Fluid zugeführte Heizleistung abzuschätzen, wird die vom Temperaturregler aufgenommene elektrische Leistung über ein zwischengeschaltetes Stromverbrauchsmessgerät (Voltcraft® Energy Logger 4000) gemessen und im Minutentakt aufgezeichnet. In die zwischen den Heizbacken eingesetzten, eigentlichen Mikroverdampfer sind an verschiedenen axialen Positionen jeweils einen Millimeter unter der Oberfläche Bohrungen angebracht, in die Thermoelemente eingeführt werden. Auf diese Weise lässt sich das axiale Temperaturprofil in der Verdampferwand untersuchen.

Der Druck am Ein- und Austritt des Verdampfers wird jeweils über Drucksensoren (Endress Hauser PMC 131) gemessen. Die Temperaturen im Verdampfer sowie die Fluidtemperaturen am Ein- und Austritt werden über 0,5 mm-Thermoelemente vom Typ K mit einer Genauigkeit von  $\pm 1,5$  K gemessen. Alle Temperaturen und Drücke können über das eingesetzte Datenerfassungssystem mit bis zu 0,5 Hz aufgezeichnet werden. Für die fluidischen Verbindungsleitungen werden durchgehend 1/8 Zoll Edelstahlkapillaren eingesetzt. Um die thermischen Verluste gering zu halten und eine reproduzierbare Dämmung zu gewährleisten, befindet sich der Verdampfer in einem aus dem mineralischen Dämmstoff Vermiculit gefertigten Gehäuse.

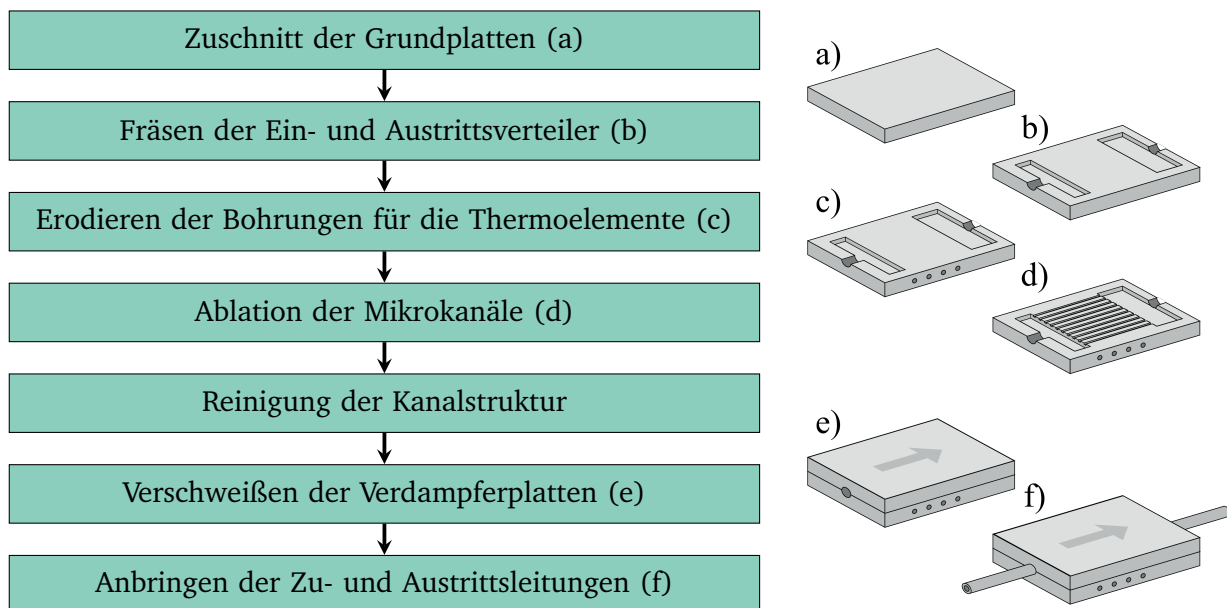
### 3.2.2 Untersuchte Verdampfer

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit werden Mikrokanalverdampfer mit nominellen hydraulischen Durchmessern zwischen 30 und  $120 \mu\text{m}$  untersucht<sup>1</sup>. Diese werden durch Laserablation aus Edelstahlgrundkörpern gefertigt. Die einzelnen Fertigungsschritte der Mikrokanalverdampfer sind in Ab-

<sup>1</sup> Ein großer Teil der hier vorgestellten Messergebnisse entstand im Rahmen der Masterarbeit von Alex Strauch [115].

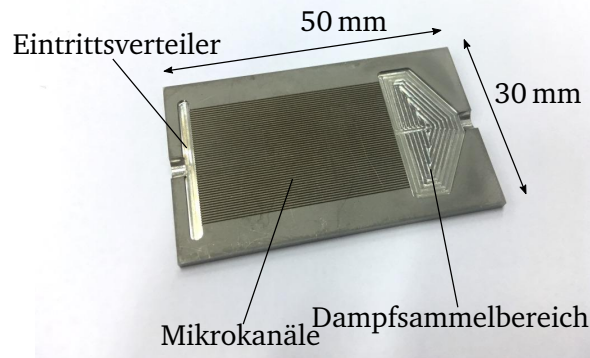


**Abbildung 3.2.:** Versuchsstand zur Charakterisierung von Mikroverdampfern

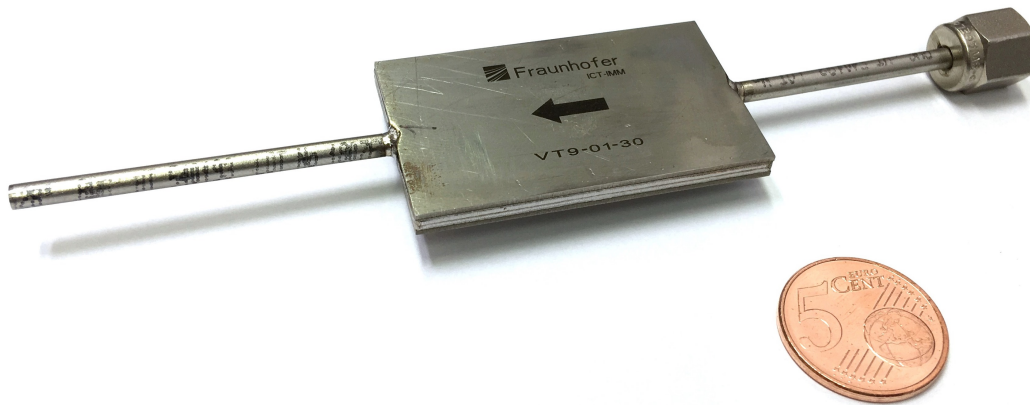


**Abbildung 3.3.:** Fertigungsschritte der Mikroverdampfer

bildung 3.3 zusammengefasst. Ausgehend von jeweils einer 30 mm x 50 mm großen, 2 mm starken Edelstahlplatte werden hierfür zunächst auf der Eintrittsseite ein Eintrittsverteiler und auf der gegenüberliegenden Seite ein Dampfsammelbereich eingefräst (siehe Abbildung 3.4). Ebenso werden die seitlichen Bohrungen zum Einführen der Thermoelemente mittels Drahterosion eingebracht. Im darauf folgenden Bearbeitungsschritt werden die eigentlichen Mikrokanäle zwischen dem Ein- und dem Austrittsbereich mittels Laserablation herausgearbeitet. Hierfür wird ein Q-Switch gepulster, frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser mit einer Wellenlänge von 532 nm eingesetzt. Dabei wird stets mit einer Pulsfrequenz von 8 kHz und einer Arbeitsgeschwindigkeit von 0,0336 m/s gearbeitet. Die Pulsenergie



**Abbildung 3.4.:** unverschlossener 60  $\mu\text{m}$  Verdampfer (Verdampfer Nr. 2)

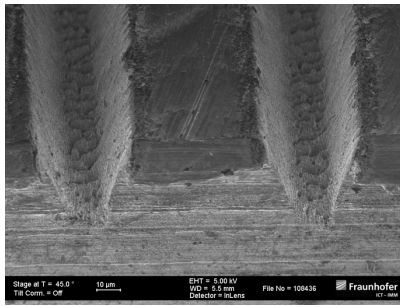


**Abbildung 3.5.:** vollständig verschweißter Mikrokanalverdampfer

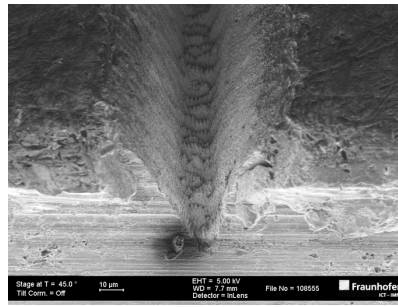
des Lasers beträgt dabei 0,25 mJ, was einer mittleren Leistung von 2 W entspricht. Die Kanäle werden zweifach durch ein Spurraster mit einer Maschenweite von 5  $\mu\text{m}$  abgefahren. Nach dem Einbringen der Kanäle, werden die Verdampfer gereinigt, mit einer zweiten Edelstahlplatte verschlossen und beide Platten an den Rändern durchgehend miteinander verschweißt. Zuletzt werden am Ein- und Austritt Anschlussrohre eingesetzt und ebenfalls eingeschweißt. Abbildung 3.5 zeigt ein solches, vollständig verschweißtes Mikroverdampfermodul.

Die Auslegung der unterschiedlichen getesteten Verdampfer orientiert sich an einem Grunddesign, das bereits vielfältig in praktischen Anwendungen eingesetzt wird [49]. Dieser Standardverdampfer (Verdampfer Nr. 1) besteht aus insgesamt 200 parallelen, 32 mm langen Mikrokanälen mit einem Nennmaß von 30  $\mu\text{m}$  x 30  $\mu\text{m}$ . Zusätzlich werden auch Verdampfer mit Kanalnennweiten von 60  $\mu\text{m}$  und 120  $\mu\text{m}$  untersucht (Verdampfer Nr. 2 und 3). Die Anzahl der Kanäle in den unterschiedlichen Verdampfern ist so ausgelegt, dass sich in allen Verdampfern nominell derselbe Gesamtströmungsquerschnitt ergibt, sodass sich bei unveränderten Betriebsparametern in allen Verdampfern dieselben Massenstromdichten einstellen. Hierdurch bedingt weisen die Verdampfer mit kleineren Kanaldurchmessern eine höhere Wärmeübertragungsfläche auf als jene mit größeren Kanälen.

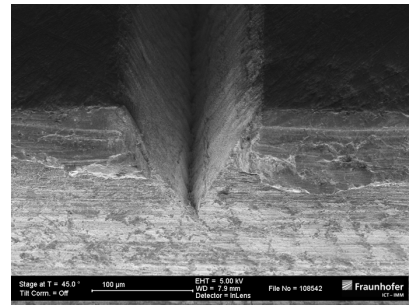
Fertigungsbedingt ergeben sich beim Einbringen der Kanäle teils erhebliche Abweichungen zwischen den tatsächlichen Kanalgeometrien und den jeweiligen Nennmaßen. Über ein Rasterelektronenmikroskop (REM) wurden die tatsächlichen Geometrien der ablatierten Kanäle untersucht und die Istmaße der Kanäle mit einer Genauigkeit von etwa  $\pm 1 \mu\text{m}$  bestimmt. Wie auf den in Abbildung 3.6 dargestellten REM Aufnahmen der unterschiedlichen Kanäle zu sehen ist, weisen alle drei Kanaltypen erhebliche



(a) Verdampfer Nr. 1 (30 µm)



(b) Verdampfer Nr. 2 (60 µm)



(c) Verdampfer Nr. 3 (120 µm)

**Abbildung 3.6.:** REM Aufnahmen und Nenndurchmesser der verschiedenen großen Mikrokanälen.

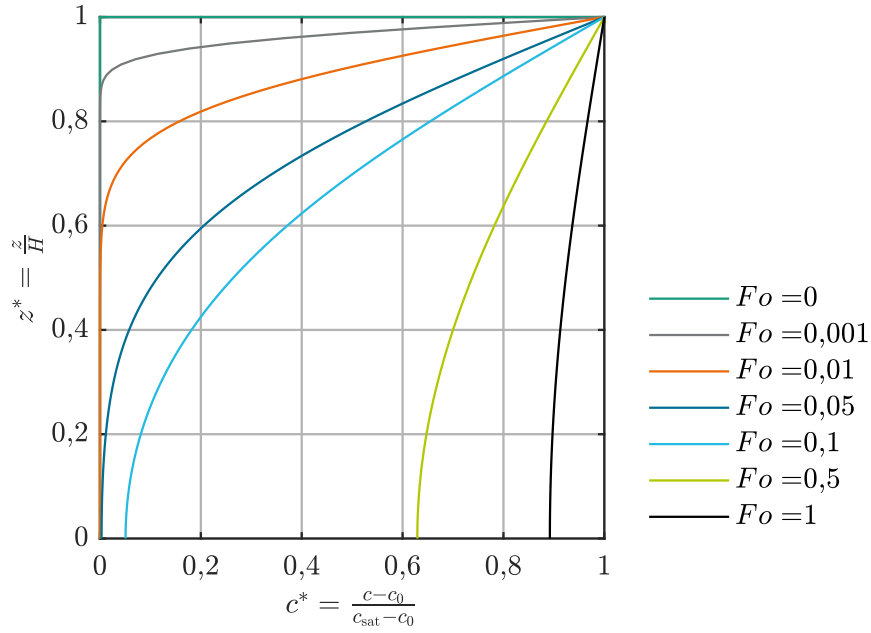
**Tabelle 3.1.:** Abmaße der Verdampfer Nr. 1 bis 3

Verdampfer				Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3
Nennmaße	Durchmesser (Höhe=Breite)	$D$	µm	30	60	120
	Anzahl Kanäle	$n$	-	200	50	12
	Kanallänge	$L$	mm	32	32	32
	Gesamtströmungsquerschnitt	$A_{\text{ges}}$	mm <sup>2</sup>	0,180	0,180	0,173
Istmaße	Breite oben	$B_o$	µm	42,8	75,4	151,7
	Breite unten	$B_u$	µm	14,3	9,4	0
	Tiefe	$H$	µm	34,4	54,1	143,2
	Hydraulischer Durchmesser	$D_H$	µm	29,9	43,3	91,3
	Gesamtströmungsquerschnitt	$A_{\text{ges}}$	mm <sup>2</sup>	0,196	0,144	0,130

Abweichungen vom ursprünglich vorgesehenen Kanalprofil auf. Aufgrund eines fertigungsbedingten Böschungswinkels haben die Kanäle anstelle eines quadratischen Querschnitts ein trapezförmiges oder dreieckiges Kanalprofil. Gut zu erkennen sind ebenfalls die deutlichen Bearbeitungsspuren der Laserablation am Boden der Kanäle. Wie von Kandlikar u. a. [53] und Lu und Pan [76] erläutert, können derartige Unebenheiten als Keimstellen bei der Blasenbildung dienen, weshalb diese zur Stabilisierung der Verdampfung beitragen und daher durchaus erwünscht sind. Weiterhin sind an den Rändern der Kanäle leichte Aufwölbungen zu erkennen. Diese Ablagerungen entstehen aus dem Niederschlag zuvor verdampften Materials. Ein Überblick über die Nenn- und Istmaße der untersuchten Verdampfer Nr. 1-3 ist in Tabelle 3.1 gegeben. Es zeigt sich, dass die hydraulischen Durchmesser der Verdampfer Nr. 2 und 3 aufgrund der sich einstellenden Böschungswinkel deutlich unter den Nenndurchmessern liegen.

### 3.2.3 Arbeitsmedium

Bei allen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Versuchen wird Wasser als Arbeitsmedium eingesetzt. Vor Beginn der eigentlichen Messungen, wird dieses zunächst aufbereitet, um darin gelöste Gase zu entfernen. Andernfalls würden diese Gase bereits bei Temperaturen unterhalb der Siedetemperatur des Arbeitsmediums aus der Flüssigphase entweichen und so zu Gasblasen in der Flüssigzufuhr oder zu einem verfrühten Sieden führen. Zum Entgasen wird vollentsalztes Wasser über einige Minuten in einem Laborkolben auf einer Heizplatte zum Sieden gebracht, wodurch der Großteil der darin gelösten Gase



**Abbildung 3.7.:** Diffusion von Stickstoff im Vorlagebehälter

ausgetrieben wird. Nachdem das so aufbereitete Wasser wieder auf Raumtemperatur abgekühlt ist, wird dieses in den Vorlagebehälter gefüllt und die Versuche können gestartet werden.

Da das Wasser im Vorlagebehälter an der Oberfläche mit dem zur Fluidförderung eingesetzten Stickstoff in direktem Kontakt steht, muss beachtet werden, dass hierdurch die Stickstoffkonzentration in der Flüssigphase mit der Zeit wieder ansteigt. Geht man jedoch davon aus, dass sich das Fluid im Vorlagebehälter in unbewegtem Zustand befindet, kann der Stickstoff nur diffusiv zum am Boden des Vorlagebehälters gelegenen Auslass gelangen. Nur an der oberen Phasengrenzfläche stellt sich dabei umgehend die Sättigungskonzentration  $c_{\text{sat}}$  ein, während im übrigen Medium zunächst die Stickstoffkonzentration  $c_0$  vorliegt. In diesem Fall lässt sich der zeitliche Verlauf der Stickstoffkonzentration im Fluid über ein eindimensionales Diffusionsproblem beschreiben. Nach Crank [31] lässt sich der zeitliche und örtliche Konzentrationsverlauf in dimensionsloser Form über eine Reihenentwicklung darstellen:

$$c^* = 1 - \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \exp\left(\frac{-(2n+1)^2 \pi^2 Fo}{4}\right) \sin\left(\frac{(2n+1)\pi(1-z^*)}{2}\right) \quad (3.1)$$

Hierbei beschreibt  $c^*$  die dimensionslose Konzentration, die Fourierzahl  $Fo$  eine dimensionslose Zeit und  $z^*$  die relative Position im Behälter.

$$c^* = \frac{c(t, z) - c_0}{c_{\text{sat}} - c_0}, \quad Fo = \frac{t D_{\text{N}_2, \text{H}_2\text{O}}}{H^2}, \quad z^* = \frac{z}{H}. \quad (3.2)$$

Dabei ist  $H$  der Füllstand der Flüssigkeit im Vorlagebehälters und  $D_{\text{N}_2, \text{H}_2\text{O}}$  der Diffusionskoeffizient von Stickstoff in Wasser. Wie in Abbildung 3.7 dargestellt, ändert sich die Stickstoffkonzentration am Boden des Behälters (bei  $z^* = 0$ ) erst ab einer Fourierzahl von etwa  $Fo = 0,05$ . Bei einer Temperatur von  $25^\circ\text{C}$  beträgt der Diffusionskoeffizient von Stickstoff in Wasser etwa  $2,34 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$  [66]. Geht man von einer Mindestfüllhöhe von 5 cm aus, entspricht eine Fourierzahl von  $Fo = 0,05$  einer Zeit von etwa 15 Stunden. Durch das Einhalten dieses Mindestfüllstandes und durch tägliches Auswechseln des Arbeitsmediums kann somit sichergestellt werden, dass kein Stickstoff in relevanten Mengen aus der Gasphase bis in den Verdampfer gelangen kann.

### 3.2.4 Thermische Verluste

Der Versuchsaufbau ermöglicht das Aufzeichnen der vom Temperaturregler aufgenommenen elektrischen Leistung  $P_{\text{el}}$ . Um auf den tatsächlich an das Fluid übertragenen Wärmestrom zu schließen, muss hiervon die Verlustleistung  $P_{\text{Verl}}$  abgezogen werden, die sich, wie in Abbildung 3.8 dargestellt, aus dem Eigenbedarf des Reglers  $P_{\text{Reg}}$  und den thermischen Verlusten  $\dot{Q}_{\text{U}}$  zusammensetzt.

$$\dot{Q}_{\text{F}} = P_{\text{el}} - P_{\text{Verl}} = P_{\text{el}} - (P_{\text{Reg}} + \dot{Q}_{\text{U}}) \quad (3.3)$$

Während der Eigenbedarf des Reglers nahezu unabhängig von der Heizertemperatur ist, nehmen die an die Umgebung abgegebenen thermischen Verluste mit zunehmender Heizertemperatur zu. Sofern angenommen werden kann, dass die thermischen Verluste nur unwesentlich von der Durchströmung des Verdampfers beeinflusst werden, lässt sich die Verlustleistung bei unterschiedlichen Temperaturen experimentell bestimmen, indem der zugeführte Flüssigkeitsstrom jeweils auf null gesetzt wird und dadurch keine Wärme an das Fluid übertragen werden kann:

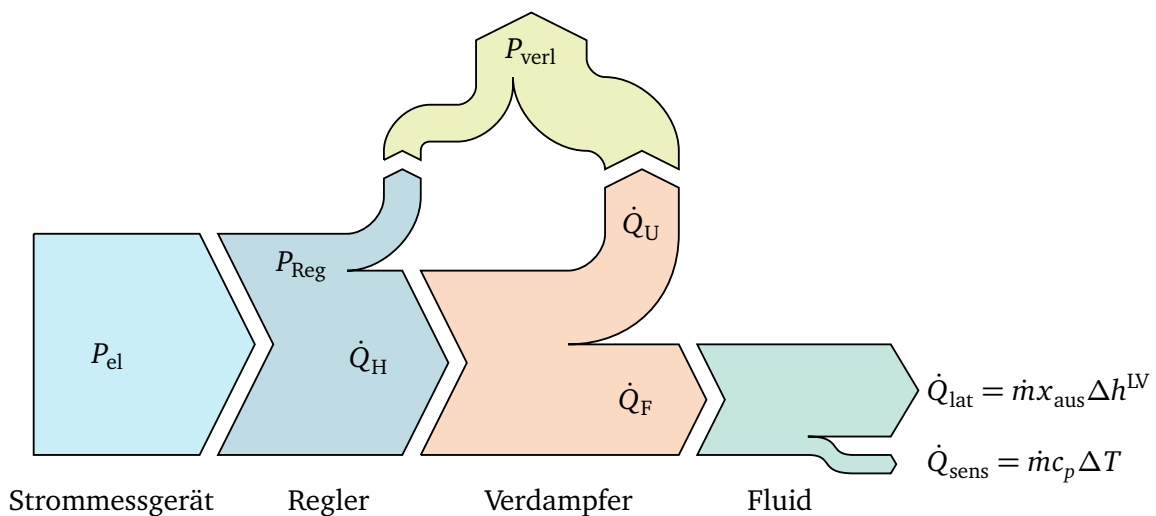
$$\dot{Q}_{\text{F}} = 0 \quad (3.4)$$

Die Verlustleistung ist in diesem Fall gleich der aufgenommenen elektrischen Leistung:

$$P_{\text{Verl}} = P_{\text{el}} \quad (3.5)$$

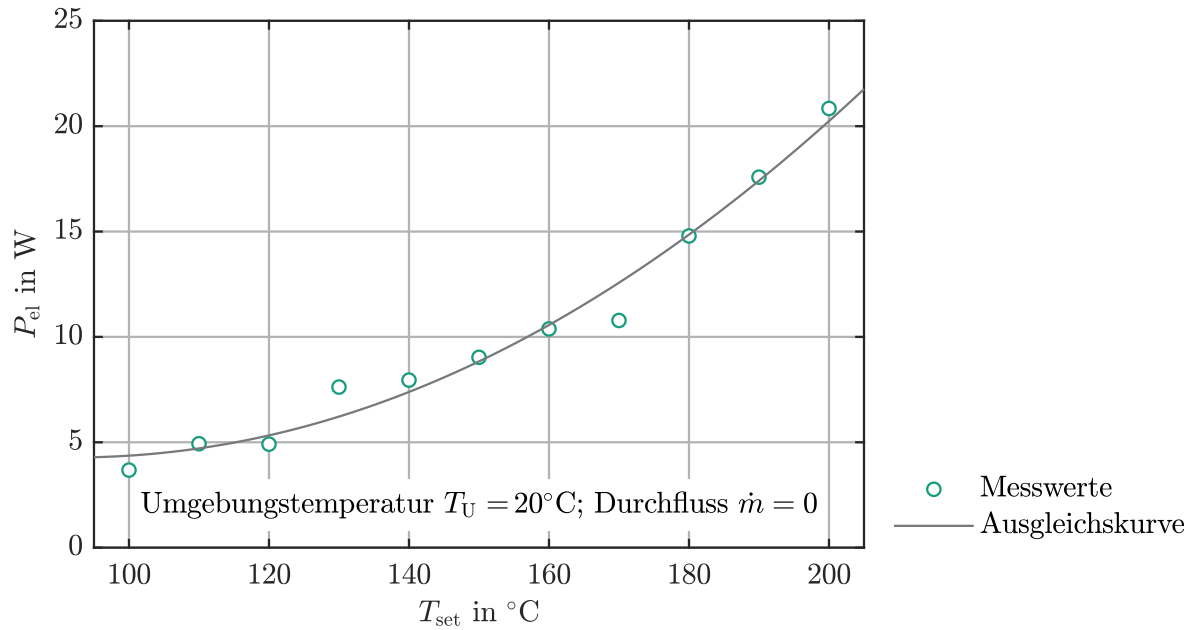
In Abbildung 3.9 ist die aufgenommene elektrische Leistung  $P_{\text{el}}$  bei unterschiedlichen Heizertemperaturen wiedergegeben. Zu erkennen ist, dass der an die Umgebung abgegebene Verlustwärmestrom mit steigender Heizertemperatur überproportional ansteigt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass es sich beim vorherrschenden Wärmeübergangsmechanismus primär um freie Konvektion handelt. In Anlehnung an die Wärmeübergangskorrelation für freie Konvektion an vertikalen Platten von Churchill und Chu [26], lässt sich der Wärmeübergang als Funktion der der Temperaturdifferenz  $\Delta T$  zwischen Heizer- und der Umgebung beschreiben.

$$\dot{Q}_{\text{U}} = \Delta T (k_1 + k_2(\Delta T)^{1/6})^2 \quad (3.6)$$



**Abbildung 3.8.:** Darstellung der am Verdampfer übertragene Leistungen und Verluste





**Abbildung 3.9.:** Leistungsaufnahme  $P_{\text{el}}$  des nicht durchströmten Heizers in Abhängigkeit der Heizertemperatur

Die Koeffizienten  $k_1$  und  $k_2$  sowie der Eigenbedarf des Reglers  $P_{\text{Reg}}$  lassen sich aus den Messwerten über eine Kleinste-Quadrate-Approximation bestimmen:

$$k_1 = -1,80 \text{ W}^{1/2} \text{ K}^{-1/2} \quad (3.7)$$

$$k_2 = 0.88 \text{ W}^{1/2} \text{ K}^{-2/3} \quad (3.8)$$

$$P_{\text{Regler}} = 4,28 \text{ W} \quad (3.9)$$

Die sich hiermit ergebende Ausgleichskurve ist ebenfalls in Abbildung 3.9 dargestellt.

$$P_{\text{Verl}} = P_{\text{Reg}} + \Delta T \left( k_1 + k_2 (\Delta T)^{1/6} \right)^2 \quad (3.10)$$

Entsprechend lässt sich nun aus der zugeführten elektrischen Leistung jeweils die an das Fluid übertragene Leistung abschätzen. Im typischen Betrieb mit Vollverdampfung werden in den getesteten Verdampfern je nach Heizertemperatur etwa 20 bis 40 W an das Fluid übertragen, sodass die Verlustleistung hier etwa 20 % der Gesamtleistung beträgt.

**Tabelle 3.2.:** berechnete Poiseuillezahlen basierend auf die REM Aufnahmen, sowie empirisch korrigierte Kanaldurchmesser

Verdampfer			Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3
Nenndurchmesser	$D$	$\mu\text{m}$	30	60	120
Anzahl Kanäle	$n$	-	200	50	12
Hydraulischer Durchmesser (REM)	$D_H$	$\mu\text{m}$	29,9	43,3	91,3
Poiseuillezahl	$Po$	-	14,12	13,86	13,33
Durchmesserkorrekturfaktor	$c_D$	-	1,066	1,112	0,925
Hydraulischer Durchmesser	$D_{H,\text{kor}}$	$\mu\text{m}$	31,8	48,2	84,4
Querschnittsfläche	$A_{\text{kor}}$	$\text{mm}^2$	0,00112	0,00283	0,00929
Gesamtströmungsquerschnitt	$A_{\text{ges,korr}}$	$\text{mm}^2$	0,223	0,141	0,111

### 3.3 Experimentelle Ergebnisse

In diesem Abschnitt werden nun die Ergebnisse der experimentellen Arbeit wiedergegeben und erläutert. Eine weiterführende Diskussion sowie eine Vergleich mit Simulationsergebnissen findet sich anschließend in Kapitel 5.

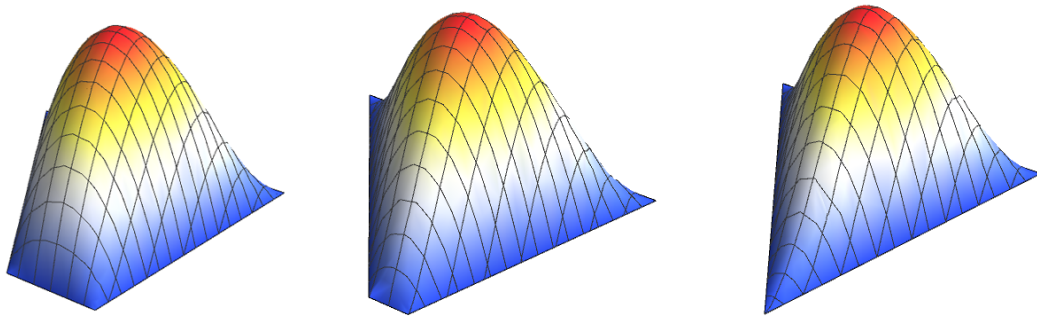
#### 3.3.1 Unbeheizte Verdampfer

Um das stationäre Verhalten der Verdampfer bei einphasiger Durchströmung zu untersuchen, werden die sich einstellenden Druckverluste bei unterschiedlichen Flussraten bestimmt. Um den zu erwartenden Druckverlust zu bestimmen, werden zunächst die Poiseuillezahlen für die unterschiedlichen jeweils gemessenen Kanalquerschnitte berechnet. Wie in Abschnitt 2.2.2 beschrieben, werden dafür zunächst die in Abbildung 3.10 dargestellten, voll ausgebildeten laminaren Strömungsprofile numerisch berechnet. Hieraus lassen sich die Poiseuillezahlen durch Vergleichen des Druckgradienten und des Gesamtvolumenstroms bestimmen. Die anhand der REM Aufnahmen bestimmten Kanalgeometrien sowie die für die unterschiedlichen Kanäle berechneten Poiseuillezahlen sind in Tabelle 3.2 aufgelistet. Erwartungsgemäß liegen die Poiseuillezahlen für alle drei Kanalgeometrien zwischen dem Wert für Kanäle mit quadratischem Querschnitt ( $Po = 14,23$ ) und solchen deren Querschnitt ein gleichschenkeliges Dreieck bildet ( $Po = 13,33$ ) [54]. Hiermit lässt sich nun der theoretisch zu erwartende Druckverlust der Verdampfer bei einphasiger Durchströmung berechnen.

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -2Po \frac{\dot{m}}{D_H^2 A_{\text{ges}}} \nu$$

Da der Durchmesser der Zu- und Ableitungen sowie der Ein- und Austrittsverteiler wesentlich größer ist als der der Verdampferkanäle, kann der hier auftretende Druckverlust vernachlässigt werden. In Abbildung 3.11a sind die anhand der REM Aufnahmen berechneten Druckverlustkennlinien von Verdampfern Nr. 1 bis 3 zusammen mit experimentell gemessenen Werten wiedergegeben. Gut zu erkennen ist, dass der sich einstellende Druckverlust erwartungsgemäß proportional zum Durchfluss ist, was bestätigt, dass der Einlaufeffekt hier vernachlässigbar ist. Jedoch weicht die Steigung der experimentellen Druckverlustkennlinien merklich von der der theoretisch berechneten Druckverlustlinien ab. Wibel [132] beschreibt





**Abbildung 3.10.:** numerisch berechnete laminare Strömungsprofile in Verdampfern Nr. 1, 2 und 3

diese Art von Abweichungen jeweils über empirisch angepasste Poiseuillezahlen, was sich jedoch phänomenologisch nicht weiter begründen lässt. Eine wesentlich plausiblere Ursache für die Abweichungen im Druckverlust stellen dagegen Ungenauigkeiten bei der exakten Bestimmung der Kanalmaße dar. Da sich der Kanaldurchmesser bei laminaren Strömungen in der vierten Potenz auf den Druckverlust auswirkt, führen schon geringe Abweichungen im Durchmesser zu relativ großen Abweichungen im Druckverlust. Weil die Abmaße der Kanäle basierend auf REM Aufnahmen bestimmt wurden und damit eine Genauigkeit von etwa  $\pm 1 \mu\text{m}$  aufweisen, sind diese Werte jedoch verhältnismäßig ungenau. Zudem führen die Fertigungsungenauigkeiten bisweilen auch zu ungleichmäßigen Durchmesserverteilungen, so dass die Kanaldurchmesser sowohl untereinander, als auch in axialer Richtung erhebliche Abweichungen aufweisen können. Die Oberflächenrauigkeit selbst hat dagegen in laminaren Strömung nur einen untergeordneten Einfluss auf den Druckverlust. Aus diesem Grund wird in der weiteren Betrachtung für die unterschiedlichen Kanalgeometrien jeweils ein empirisch bestimmter Durchmesserkorrekturfaktor  $c_{\text{kor}}$  eingeführt, über den die Abweichungen im Druckverlust ausgeglichen werden können:

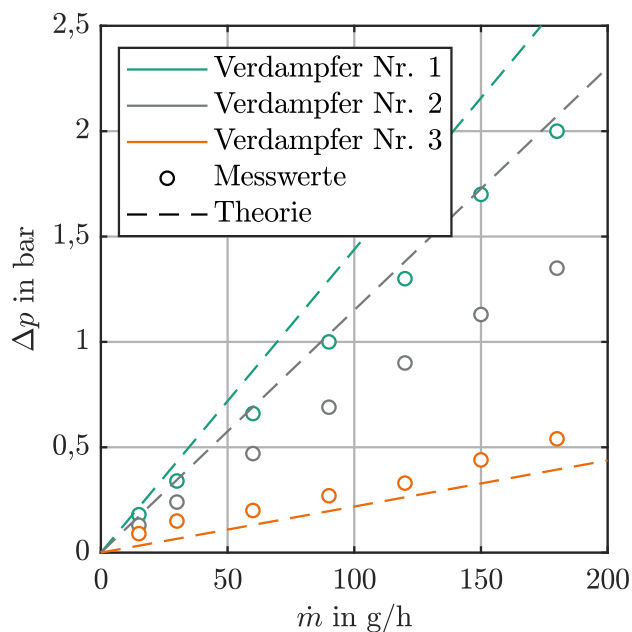
$$c_{\text{kor}} = \left( \frac{\Delta p_{\text{th}}}{\Delta p_{\text{exp}}} \right)^{1/4} \quad (3.11)$$

So ergeben sich die korrigierten Durchmesser und Querschnittsflächen zu:

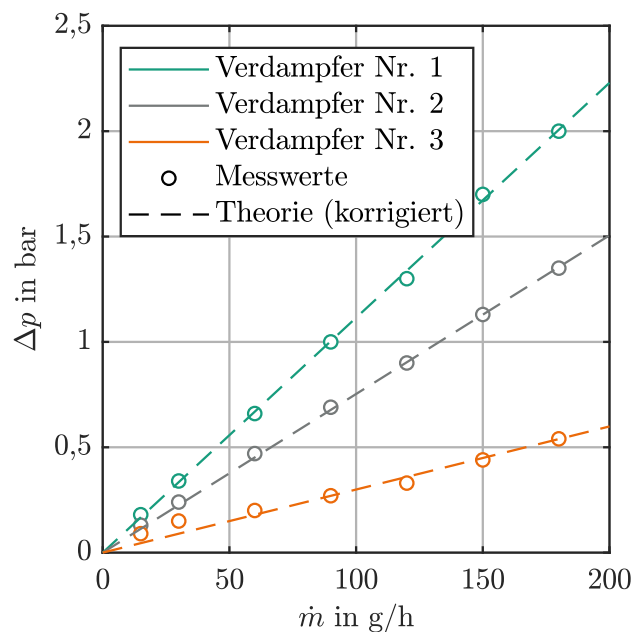
$$D_{\text{H,korr}} = c_{\text{kor}} D_{\text{H,Mess}}, \quad A_{\text{korr}} = c_{\text{kor}}^2 A_{\text{Mess}} \quad (3.12)$$

Die Korrekturfaktoren und die entsprechend korrigierten Abmaße sind in Tabelle 3.2 aufgeführt. In Abbildung 3.11b sind die experimentell bestimmten Druckverluste zusammen mit den korrigierten theoretischen Werten dargestellt. Zu erkennen ist, dass sich die experimentellen Daten durch die Durchmesserkorrektur mit guter Genauigkeit abbilden lassen.

Neben den Unsicherheiten bei der Fertigung und der Vermessung der Kanäle, zeigt es sich, dass auch der Anpressdruck, mit dem die Heizbacken die Verdampfer zusammenpressen, Auswirkungen auf den sich einstellenden Druckverlust haben kann. Da die Verdampferplatten nur an den Außenkanten miteinander verschweißt sind, können sich diese aufgrund der thermischen Spannungen beim Schweißen verziehen, wodurch sie nicht mehr vollständig plan aufeinander liegen. Hierdurch kann sich über den eigentlichen Kanälen ein durchgehender Spalt bilden, wodurch die einzelnen Kanäle miteinander verbunden werden und sich der durchströmte Querschnitt entsprechend erheblich vergrößert. Zu einem gewissen Maß lässt sich dieses Problem reduzieren, indem die Bolzen, mit denen die Heizbacken um den Verdampfer zusammengepresst werden, mit einem möglichst hohen Drehmoment angezogen wer-



(a) ohne Durchmesseranpassung



(b) mit Durchmesseranpassung

**Abbildung 3.11.:** Druckverlust der einphasig durchströmten Verdampfer bei Raumtemperatur; Vergleich experimenteller Daten mit theoretisch berechneten Werten, mit und ohne empirischer Durchmesseranpassung

den. Dennoch zeigt es sich, dass sich bei den im Rahmen dieser Arbeit eingesetzten Verdampfern, keine vollständig reproduzierbaren Druckverluste einstellen lassen.

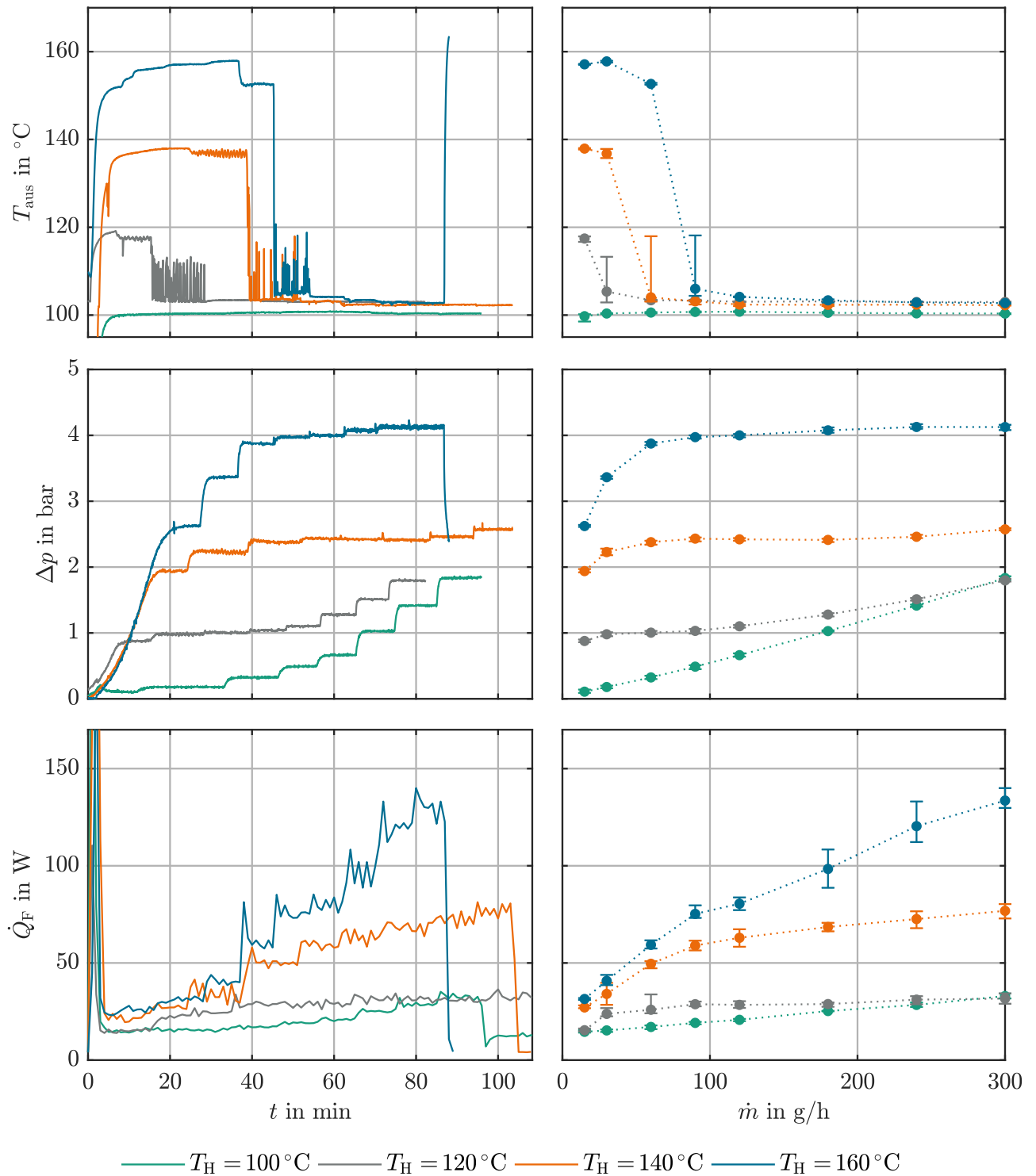
### 3.3.2 Beheizte Verdampfer

Zur Untersuchung der beheizten Verdampfer werden die globalen Betriebskennlinien ermittelt. Hierzu wird jeweils die Temperatur der Heizbacken sowie der zugeführte Flüssigkeitsstrom an den entsprechenden Reglern eingestellt. Nach Erreichen eines stationären Betriebspunktes wird das Betriebsverhalten jeweils für etwa fünf Minuten aufgezeichnet, bevor der Flüssigkeitsstrom auf den nächsten Messpunkt angepasst wird. Auf diese Weise wird das Betriebsverhalten der Verdampfer bei Heizertemperaturen von 100, 120, 140 und 160 °C untersucht. Dabei wird der Flüssigkeitsmassenstrom jeweils schrittweise von 15 g/h auf 300 g/h erhöht. Die Verdampfer werden in allen betrachteten Fällen mit offenem Auslass betrieben, sodass an der Austrittsseite stets Umgebungsdruck herrscht.

#### Globales Betriebsverhalten

Abbildung 3.12 zeigt die Ergebnisse der stationären Charakterisierung von Verdampfer Nr. 1. Aufgetragen sind jeweils die Austrittstemperatur des Fluids, der Druckverlust sowie der an das Fluid übertragene Wärmestrom bei unterschiedlichen Heizertemperaturen. Links sind die gemessenen Werte jeweils über die Versuchszeit dargestellt, während auf der rechten Seite die zeitlich gemittelten Werte in Abhängigkeit des zugeführten Wärmestroms aufgetragen sind. Die eingezeichneten Balken beschreiben dabei jeweils die Streuung der Messergebnisse und sind keine Fehlerbalken im engeren Sinn.

Die Austrittstemperatur des Fluids gibt Aufschluss darüber ob das Fluid vollständig verdampft und überhitzt wurde oder ob es den Verdampfer nur teilverdampft und damit zweiphasig verlässt. Bei Hei-



**Abbildung 3.12.:** Austrittstemperatur, Druckverlust und übertragene Heizleistung von Verdampfer Nr. 1 bei unterschiedlichen Heizertemperaturen und stufenweise erhöhtem Massenstrom

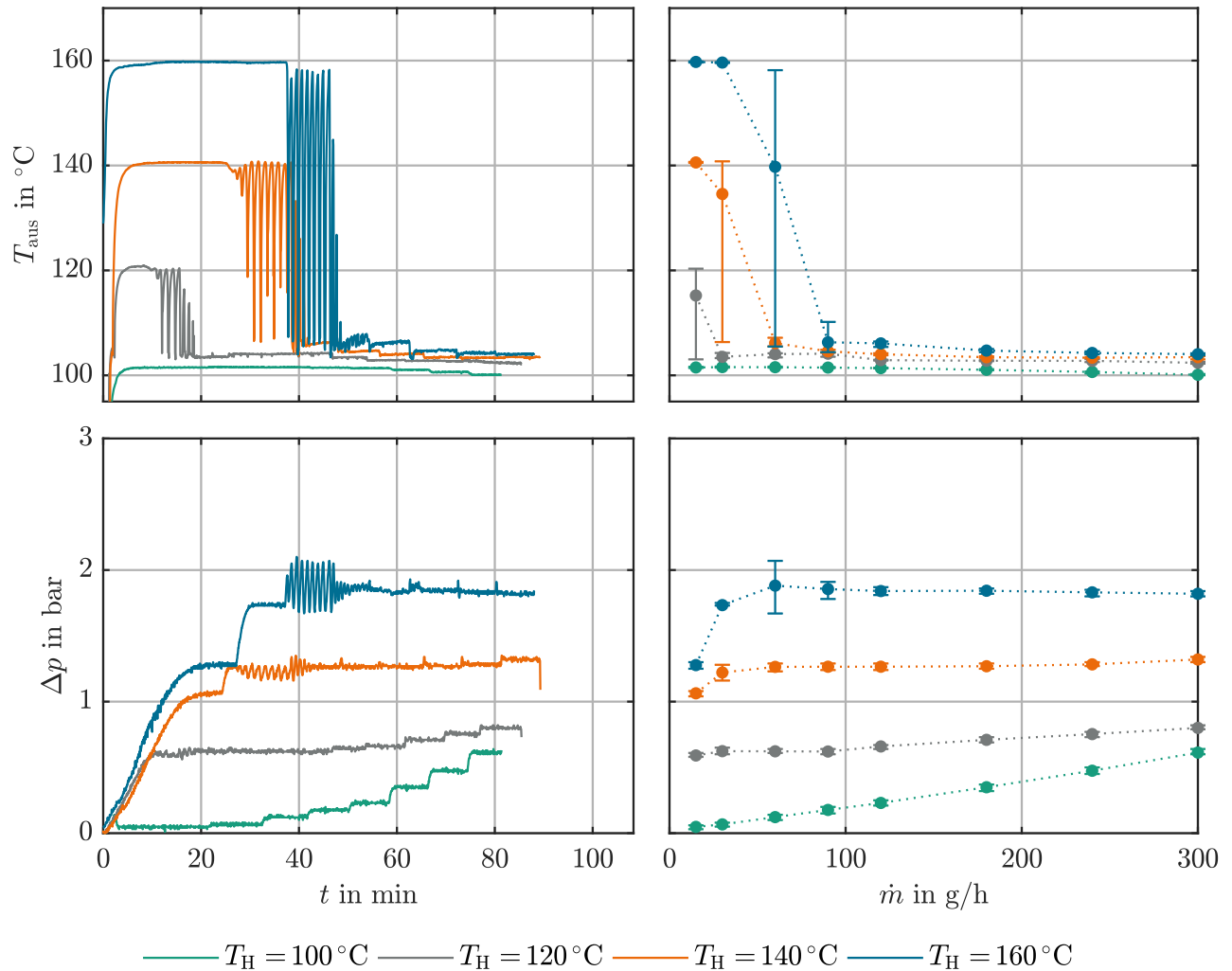
zertemperaturen oberhalb von 100 °C und niedrigen Massenströmen lässt sich erkennen, dass das Fluid den Verdampfer etwa mit der eingestellten Heizertemperatur und somit vollständig dampfförmig und überhitzt verlässt. Ab einem bestimmten Massenstrom ist der Verdampfer nicht mehr in der Lage den Flüssigkeitsstrom vollständig zu verdampfen, sodass das Fluid den Verdampfer nun zweiphasig und entsprechend mit Normalsiedetemperatur verlässt. Dabei kann erwartungsgemäß beobachtet werden, dass diese Schwelle mit zunehmender Wandüberhitzung zu größeren Massenströmen hin verschoben wird. Am Übergang vom überhitzten zum zweiphasigen Betriebsbereich kommt es in allen beobachteten Fällen zu erheblichen Schwankungen der Austrittstemperatur, da das System hier offenbar zwischen beiden Bereichen periodisch hin- und her wechselt. Auch wenn der Verdampfer mit relativ kleinen Massenströmen betrieben wird, bei denen das Fluid durchgehend verdampft und überhitzt wird, treten bisweilen periodische Oszillationen des Druckverlusts und der Austrittstemperatur auf, die jedoch eine deutlich geringere Amplitude aufweisen als solche, bei denen das System zwischen ein- und zweiphasigem Austritt hin- und her wechselt. Da dieser Oszillationstyp in vielen praktischen Anwendungen zu Komplikationen führen kann, wird dieser Bereich in Abschnitt 3.3.3 nochmals weiterführend untersucht.

Anders als in vielen anderen Arbeiten, wurde bei der Bestimmung der Druckverlustkennlinien nicht die Wärmezufuhr, sondern die Heizertemperatur konstant gehalten. Bei einer Temperatur von 100 °C wird praktisch keine Flüssigkeit verdampft, weshalb die Druckverlustkennlinie wie bei unbeheizten Verdampfern ansatzweise linear ist. Da aber die Viskosität von Wasser bei hohen Temperaturen deutlich geringer ist als bei Umgebungstemperatur, ist der Druckverlust bei gleichem Durchfluss etwa halb so groß, wie im unbeheizten Zustand (vgl. Abbildung 3.11b). Bei höheren Heizertemperaturen wird das Fluid je nach eingesetztem Massenströmen teilweise oder vollständig verdampft, wodurch hier der Druckverlust mit steigender Heizertemperatur zunimmt. Des Weiteren lässt sich erkennen, dass der Druckverlust im überhitzten Bereich mit zunehmendem Massenstrom zunächst stark ansteigt. Ab dem Punkt an dem das Fluid nicht mehr vollständig verdampft werden kann, verringert sich die Steigung jedoch erheblich, wodurch es zu einer Plateaubildung kommt und der Druckverlust nahezu unabhängig vom zugeführten Massenstrom ist. Die Eintrittsdrücke die sich aus diesen maximalen Druckverlusten ergeben, entsprechen bei Verdampfer Nr. 1 jeweils grob dem Sättigungsdampfdruck bei der jeweiligen Heizertemperatur. Ein Ledinegg-instabiler Bereich, an dem die Druckverlustkurve eine negative Steigung aufweist, kann nicht identifiziert werden. Daher sind die auftretenden Oszillationen nicht ohne weiteres durch Ledinegg-Instabilität zu begründen.

Die Leistungsaufnahme von Verdampfer Nr. 1, die ebenfalls in Abbildung 3.12 dargestellt ist, zeigt ungefähr an jenem Punkt, an dem keine Vollverdampfung mehr erfolgt, einen leichten Knick in ihrer Steigung. Dies bestätigt, dass die spezifische Enthalpie des Fluids am Austritt ab diesem Massenstrom abnimmt.

Die gemessenen Betriebscharakteristiken von Verdampfer Nr. 2 sind in Abbildung 3.13 wiedergegeben. Dieser Verdampfer weist im Vergleich zu Verdampfer Nr. 1 höhere Kanaldurchmesser auf, weshalb deren Anzahl bei der Auslegung entsprechend reduziert wurde. Generell zeigt Verdampfer Nr. 2 ein ähnliches Betriebsverhalten wie der Standardverdampfer Nr. 1. Allerdings lässt sich erkennen, dass am Übergang von der Voll- zur Teilverdampfung deutlich stärkere Oszillationen, nicht nur der Austrittstemperatur, sondern auch des Druckverlustes auftreten. Es fällt zudem auf, dass der Druckverlust bei diesem Verdampfer etwa halb so groß ausfällt als bei Verdampfer Nr. 1, wogegen die Unterschiede im unbeheizten Zustand weniger stark ausfallen. Andererseits lässt sich anhand der jeweiligen Austrittstemperatur feststellen, dass dieser Verdampfer bei gleicher Heizertemperatur nur einen geringeren Massenstrom vollständig verdampfen kann als Verdampfer Nr. 1.

Die Messergebnisse zu Verdampfer Nr. 3 sind in Abbildung 3.14 dargestellt. Auch hier lässt sich ein ähnlicher Trend feststellen wie bei den Verdampfern Nr. 1 und 2: Bis zu einem bestimmten Durchsatz lässt sich das Fluid vollständig verdampfen, während der Druckverlust im teilverdampfenden Bereich nahezu unabhängig vom Durchfluss ist. Dies lässt darauf schließen, dass auch hier der limitierte Wär-



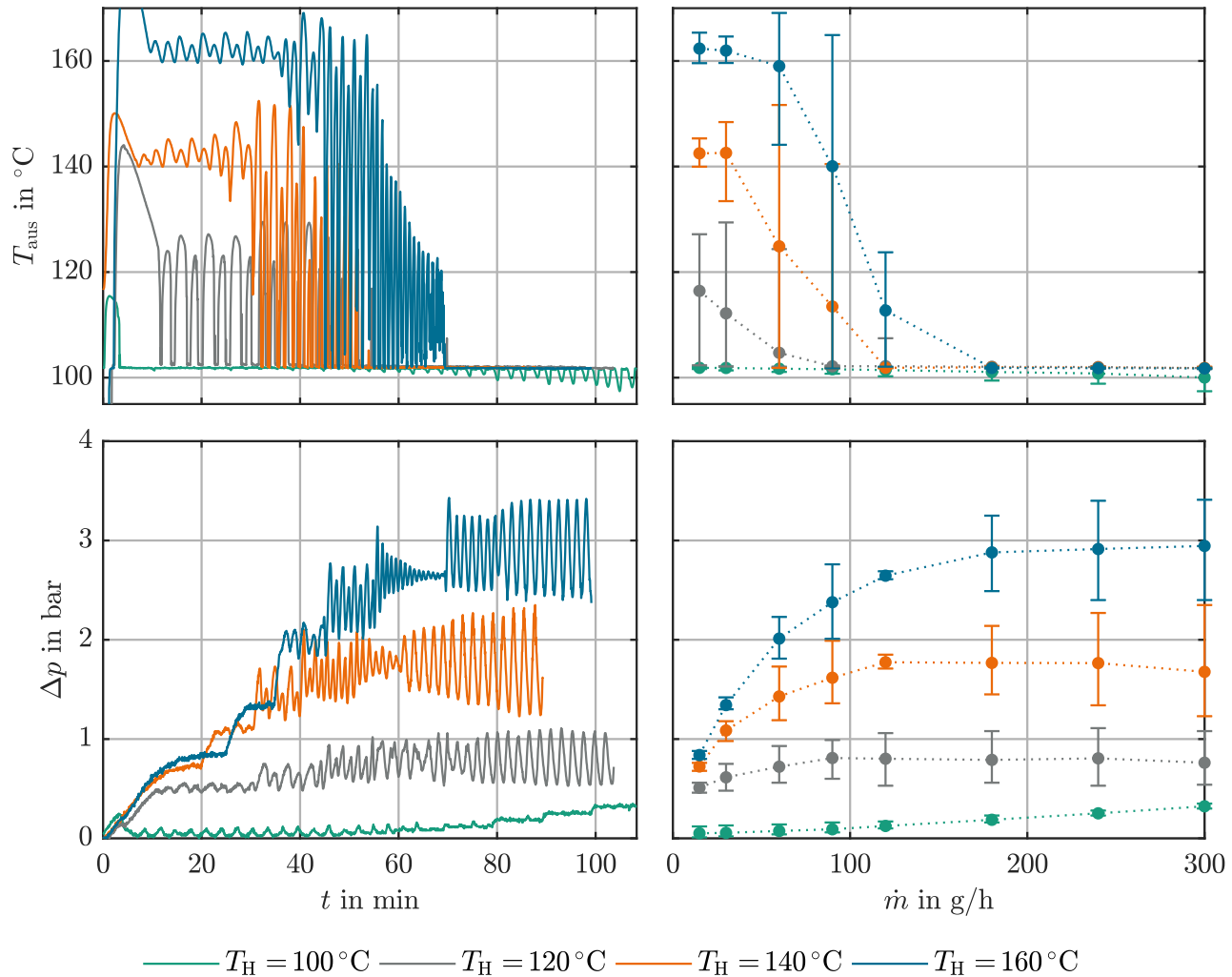
**Abbildung 3.13.:** Austrittstemperatur und Druckverlust von Verdampfer Nr. 2 bei unterschiedlichen Heizertemperaturen und stufenweise erhöhtem Massenstrom.

meübergang eine höhere Dampferzeugung und somit einen höheren Druckverlust verhindert. Jedoch ist das Verhalten von Verdampfer Nr. 3 durchweg von starken dynamischen Oszillationen überlagert. Diese Oszillationen treten sowohl im überhitzten als auch im teilverdampfenden Betrieb auf.

Obwohl der Druckverlust von Verdampfer Nr. 3 im unbeheizten Betrieb deutlich unter dem von Verdampfer Nr. 2 liegt (siehe Abbildung 3.11), zeigt es sich hier, dass dieser Verdampfer im beheizten Zustand einen deutlich höheren Druckverlust aufweist. Mögliche Ursachen für dieses Verhalten könnten die auftretenden Oszillationen darstellen. Zu beobachten ist, dass die Frequenzen der auftretenden Oszillationen bei allen Verdampfern etwa im Bereich von 0,01 bis 0,03 Hz liegen. Daher ist die PDM-geregelte Verdampferheizung mit einer Frequenz von etwa 1 Hz als Ursache für diese Oszillationen auszuschließen.

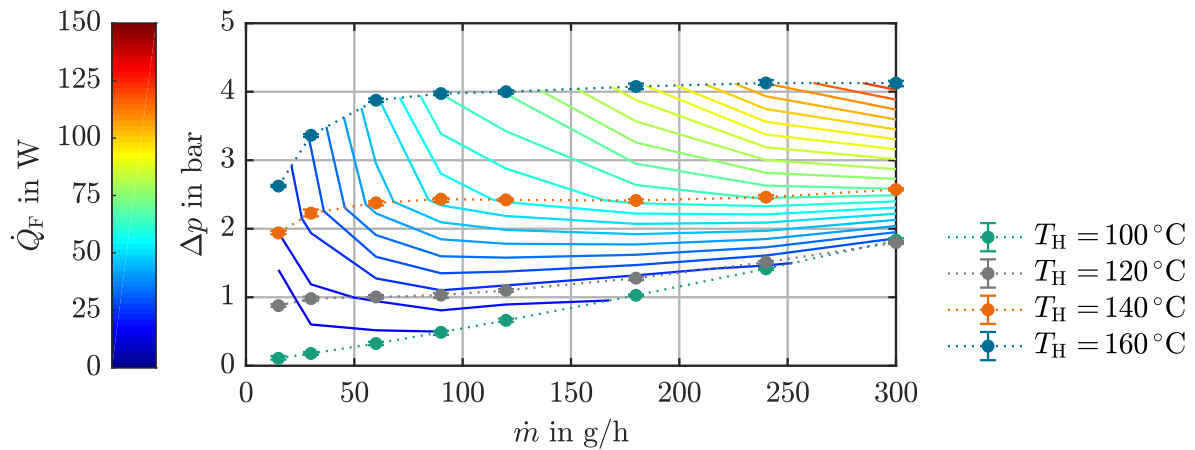
### Übertragene Wärmeströme

Die jeweils übertragenen Wärmeströme können nur für Verdampfer Nr. 1 systematisch ausgewertet werden. Bei den Versuchen an Verdampfer Nr. 2 und 3 kann die Leistungsaufnahme der Verdampfer, aufgrund der stark instationären Betriebscharakteristik, jeweils nur mit erheblichen Störungen bestimmt werden.

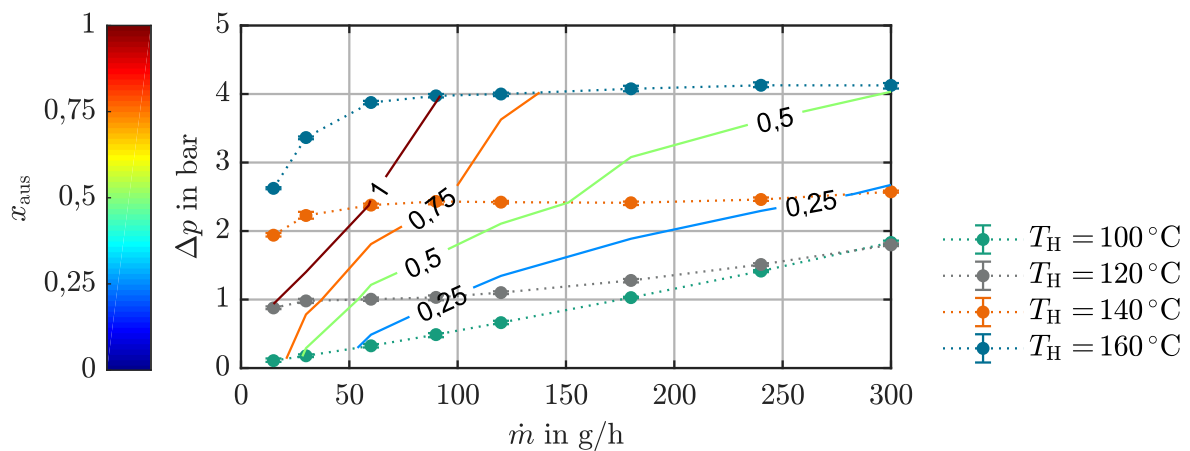


**Abbildung 3.14.:** Austrittstemperatur und Druckverlust von Verdampfer Nr. 3 bei unterschiedlichen Heizertemperaturen und stufenweise erhöhtem Massenstrom

In Abbildung 3.15 sind die in Verdampfer Nr. 1 übertragenen Wärmeströme sowie der sich hieraus ergebende Dampfanteil am Austritt in Abhängigkeit vom Druckverlust und dem Durchfluss mithilfe von Isolinien dargestellt und interpoliert. Hierdurch zeigt sich, dass die Steigung der Druckverlustkennlinie bei konstanter Heizleistung im zweiphasigen Bereich tatsächlich in weiten Teilen eine negative Steigung aufweist. Auch im überhitzten Bereich bleibt die Steigung der Druckverlustkurve bei einer fixen Heizleistung negativ. Zu begründen ist dies damit, dass der Druckverlust bei laminaren Strömungen proportional zum Produkt von Massenstrom und kinematischer Viskosität ist. Da aber die spezifische Enthalpie bei einer festen Heizleistung mit abnehmendem Massenstrom stark ansteigt, steigt auch die kinematische Viskosität der Gasphase an. Somit führt eine Verringerung des Durchflusses auch für überhitzten Dampf zu einem zunehmendem Druckverlust. Dies steht im Gegensatz zu den bislang publizierten Druckverlustkurven, bei denen der Druckverlust bei fester Heizleistung im überhitzten Bereich mit abnehmendem Massenstrom ebenfalls abnimmt (z.B. [51, 128, 143]). Allerdings steigt im überhitzten Bereich, bei einem gleichbleibenden übertragenen Wärmestrom, auch die Wandtemperatur mit abnehmendem Massenstrom stark an, was in der Praxis oftmals zu einer erhöhten Wärmeabgabe an die Umgebung oder einer Zerstörung des Verdampfers führen würde.

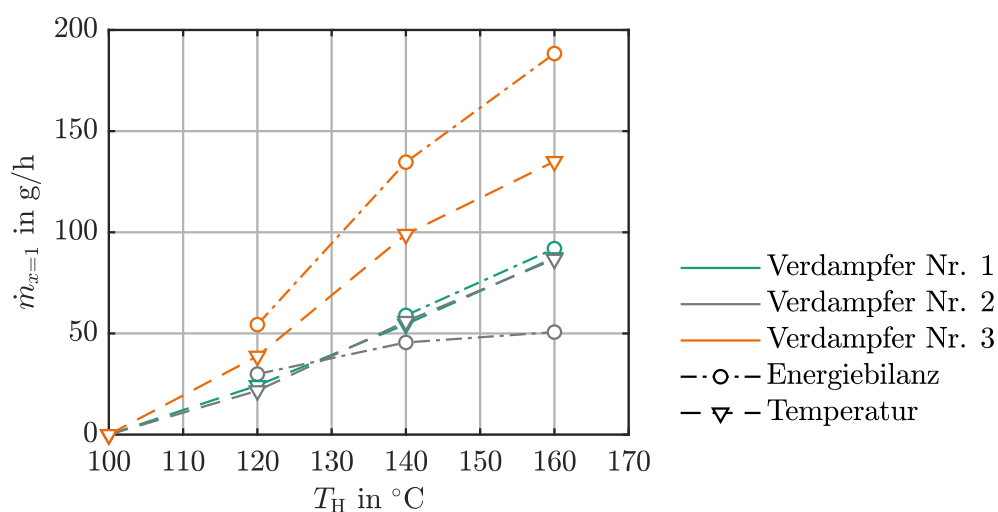


(a) konstante übertragene Heizrate



(b) konstanter Dampfanteil am Austritt

**Abbildung 3.15.:** Stationären Druckverlustkennlinien von Verdampfer Nr. 1; Isolinien jeweils für konstante zugeführte Heizleistungen (a) sowie konstante Austrittsdampfanteile (b)



**Abbildung 3.16.:** Maximale Vollverdampfungsrate von Verdampfern Nr. 1-3; Die strichpunktierten Linien ergeben sich aus der Energiebilanz und die gestrichelten Linien aus der Austrittstemperatur.

## Maximale Vollverdampfungsrate

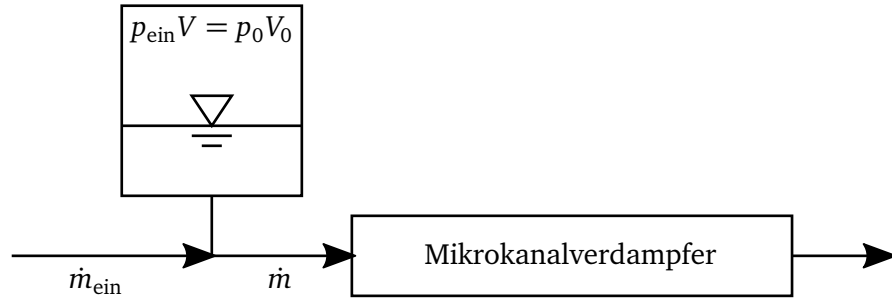
Die **maximale Vollverdampfungsrate**  $\dot{m}_{x=1}$  beschreibt jeweils den maximalen Fluidstrom, der bei gegebenen Bedingungen vollständig verdampft werden kann und bei dem der thermodynamische Dampfanteil am Austritt jeweils zu eins wird. Diese Größe ist insbesondere bei der Auslegung von Verdampfern in Versuchsanlagen relevant, in denen ein überhitzter Dampfstrom benötigt wird, da hier die maximale Vollverdampfungsrate nicht überschritten werden darf. Die maximale Vollverdampfungsrate kann somit auch als Kapazität des Verdampfers interpretiert werden. Der zur Bestimmung der maximalen Vollverdampfungsrate erforderliche Dampfanteil lässt sich wiederum anhand der Energiebilanz aus der dem Fluid zugeführten Heizleistung ableiten.

$$x_{\text{aus}} = \frac{h_{\text{aus}} - h_{\text{L}}^{\text{sat}}}{\Delta h^{\text{LV}}} = \frac{h_{\text{ein}} + \frac{\dot{Q}_{\text{F}}}{\dot{m}} - h_{\text{L}}^{\text{sat}}}{\Delta h^{\text{LV}}} \quad (3.13)$$

Alternativ lässt sich die maximale Vollverdampfungsrate auch anhand der Austrittstemperatur bestimmen. Um dabei sicher aussagen zu können, dass das Fluid vollständig verdampft ist, wird im Folgenden das Kriterium festgelegt, dass die Austrittstemperatur mindestens 10 K über der Normalsiedetemperatur liegen muss, was genau genommen einem Dampfanteil von etwa 1,01 entspricht. In Abbildung 3.16 sind die auf beiden Wegen bestimmten maximalen Dampfmassenströme für Verdampfer Nr. 1 bis 3 wiedergegeben. Es zeigt sich, dass die auf den unterschiedlichen Wegen ermittelten maximalen Vollverdampfungsraten nicht exakt übereinstimmen. Aufgrund der Energieerhaltung müssen diese Abweichungen auf externe Störeinflüsse und Messungenauigkeiten zurückgeführt werden.

Gut zu erkennen ist, dass sich gemäß beider Bestimmungsmethoden in Verdampfer Nr. 3 jeweils bei allen getesteten Wandtemperaturen offenbar die höchsten Massenströme vollständig verdampfen lassen. Dies ist insofern bemerkenswert, da dieser Verdampfer durch seine geringe Kanalanzahl nur etwa 19 % der Wärmeübertragungsfläche von Verdampfer Nr. 1 aufweist und zudem aufgrund der größeren Kanaldurchmesser mit einem kleineren Wärmeübergangskoeffizient zu rechnen wäre. Zu beachten ist jedoch auch, dass dieser Verdampfer unter allen getesteten Bedingungen ein stark oszillierendes Betriebsverhalten zeigt. Der Standardverdampfer Nr. 1 weist zwar eine deutlich geringere Verdampferleistung auf, neigt jedoch dafür am wenigsten zu Oszillationen.





**Abbildung 3.17.:** kompressibles Volumen vor dem Verdampfer

### 3.3.3 Instabiler Betrieb

Im unbeheizten Zustand lässt sich die Verweilzeit  $\tau$  über den Durchfluss und das Kanalvolumen ermitteln:

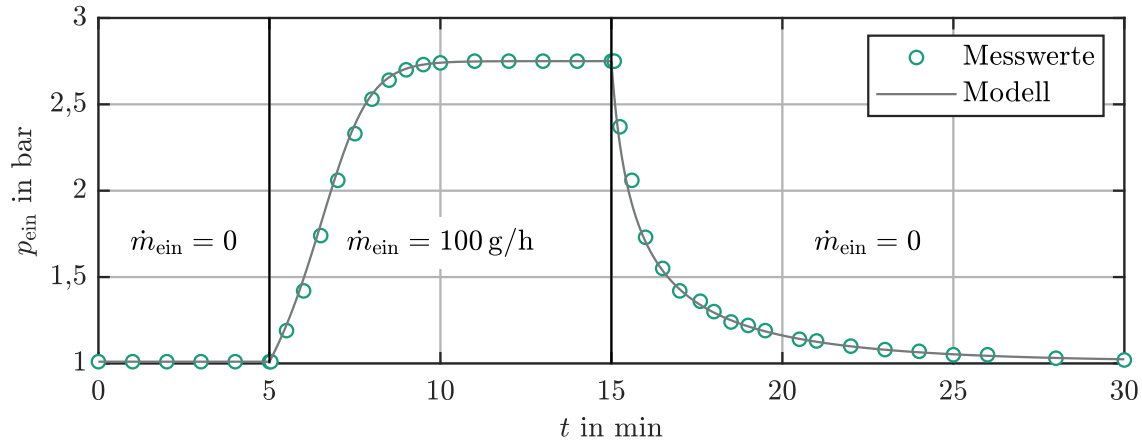
$$\tau_L = \frac{V}{\dot{V}_L} = \frac{LAn\rho_L}{\dot{m}} \quad (3.14)$$

Hierbei ergeben sich für alle getesteten Betriebspunkte Verweilzeiten von unter 0,085 s. Da die mittlere Dichte im beheizten Zustand aufgrund der Verdampfung abnimmt, liegt die Verweilzeit im beheizten Zustand nochmals deutlich unter diesem Wert. Das eingesetzte Datenerfassungssystem erlaubt es, alle Druck- und Temperaturwerte maximal mit 0,5 Hz aufzuzeichnen. Somit können hier lediglich Oszillationen mit einer minimalen Periode von 4 s identifiziert werden. Diese Zeitspanne liegt deutlich über der mittleren Verweilzeit des Fluids in den Verdampferkanälen. Daher müssen die beobachteten Oszillationen durch Interaktion der Verdampfer mit dem diese umgebenden System verursacht sein. Eventuell auftretende hochfrequente Oszillationen, die durch Einzelblasenereignisse verursacht werden, können mit dem gewählten Versuchsaufbau daher nicht untersucht werden.

### Dynamik des unbeheizten Systems

Bereits in Abschnitt 2.3 wurde erläutert, dass langperiodische Oszillationen in Verdampfersystemen primär durch das den Verdampfer umgebene System beeinflusst werden. Insbesondere spielen hierbei dem Verdampfer vorgelagerte, kompressible Volumina eine erhebliche Rolle (Abbildung 3.17). Durch diese kann bisweilen es dazu kommen, dass der den Verdampfer durchströmende Massenstrom  $\dot{m}$  trotz eines konstanten zugeführten Eintrittsmassenstroms  $\dot{m}_{\text{ein}}$  erheblichen Schwankungen unterliegt. Weil es der eingesetzte Versuchsaufbau nicht erlaubt, den Fluidstrom im Verdampfer selbst zu messen, eignen sich insbesondere Sprungexperimente an unbeheizten Verdampfern, um die Dynamik solcher Systeme zu charakterisieren, da hier direkt vom gemessenen Druckverlust auf den Durchfluss geschlossen werden kann. Hierzu wurde ein unbeheizter Verdampfer vom Typ Nr. 1 untersucht, bei dem der Eintrittsmassenstrom  $\dot{m}_{\text{ein}}$  für 10 Minuten von null auf 100 g/h und anschließend wieder auf null gesetzt wurde. Da die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Mikrokanäle im unbeheizten Zustand durchweg eine lineare Druckverlustcharakteristik aufweisen, ergibt sich hierbei stets ein proportionaler Zusammenhang zwischen Druckverlust und Durchfluss mit der Proportionalitätskonstante  $K_r$ .

$$(p_{\text{ein}} - p_0) = 2Po \frac{L}{D_H^2 A} \nu_L \dot{m} = K_r \dot{m} \quad (3.15)$$



**Abbildung 3.18.:** dynamisches Verhalten eines unbeheizten Verdampfers bei Änderung des Zulaufs

Die Konstante  $K_r$  lässt sich anhand des stationären Druckverlusts bestimmen.

$$K_r = \frac{\Delta p^{\max}}{\dot{m}_{\text{ein}}} = 1,740 \frac{\text{kPa h}}{\text{g}} \quad (3.16)$$

Wird weiterhin angenommen, dass sich im Ausgleichsvolumen ein isothermes ideales Gas befindet.

$$p_{\text{ein}} V = p_0 V_0 \quad (3.17)$$

Durch Ableiten wird hieraus:

$$\frac{\partial p_{\text{ein}}}{\partial t} = -\frac{p_{\text{ein}}^2}{p_0 V_0} \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.18)$$

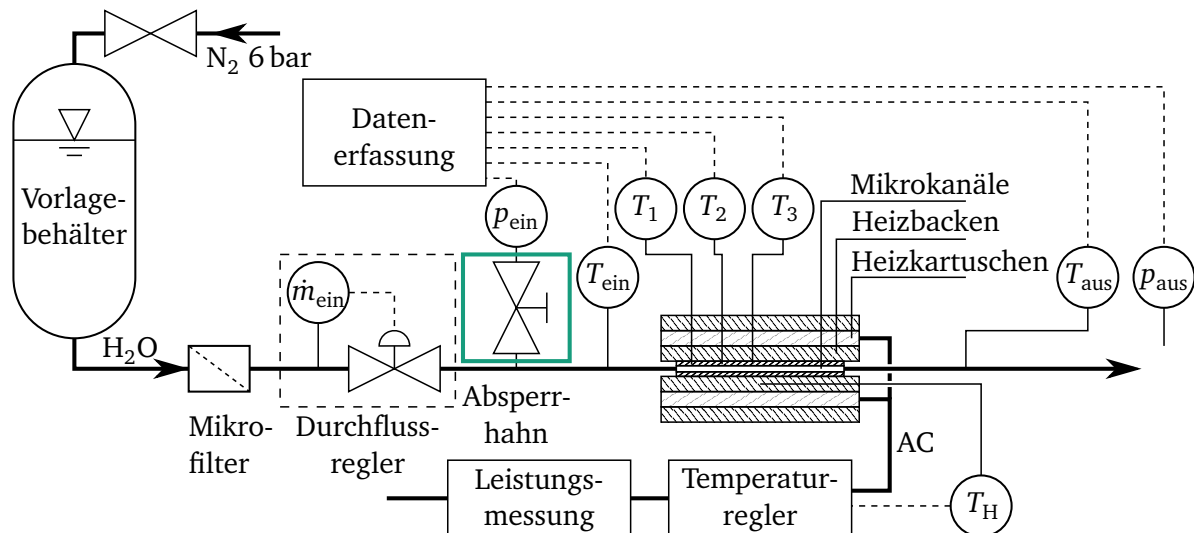
Die Änderung des Gasvolumens im Speichertank ergibt sich aus dem hier zugeführten Flüssigkeitsvolumenstrom:

$$\frac{\partial V}{\partial t} = \frac{\dot{m} - \dot{m}_{\text{ein}}}{\rho_L} \quad (3.19)$$

Durch Einsetzen in Gleichung 3.18 erhält man somit eine gewöhnliche Differentialgleichung 1. Ordnung, die das dynamische Verhalten des unbeheizten Systems beschreibt.

$$\frac{\partial p_{\text{ein}}}{\partial t} = \frac{p_{\text{ein}}^2}{p_0 V_0 \rho_L} \left( \dot{m}_{\text{ein}} - \frac{p_{\text{ein}} - p_0}{K_r} \right) \quad (3.20)$$

Die einzige zunächst unbekannte Größe ist hier das kompressible Gasvolumen vor dem Verdampfer. Es zeigt sich jedoch, dass einzig in dem dem Verdampfer vorgelagerten Drucksensor ein solches gasgefülltes Volumen zu finden ist und dieses somit die maßgebliche Ursache der Kompressibilität ausmacht. Durch Auslitern mit Isopropanol lässt sich das Volumen des Drucksensors auf 3,8 ml und das dessen Zuleitung auf 0,7 ml bestimmen. Das gesamte Gasvolumen summiert sich damit auf 4,5 ml. Gleichung 3.20 lässt sich nun unter Berücksichtigung des zeitlich veränderlichen Eintrittsmassenstroms numerisch integrieren. In Abbildung 3.18 sind die über die Versuchsdauer gemessenen Eintrittsdrücke zusammen mit dem anhand Gleichung 3.20 berechneten Verlauf dargestellt. Aufgrund der sehr guten Übereinstimmung, lässt sich daraus schließen, dass die Systemdynamik im betrachteten Fall tatsächlich maßgeblich vom kompressiblen Volumen im eingesetzten Drucksensor bestimmt wird.



**Abbildung 3.19.:** modifizierter Versuchsaufbau mit zusätzlichem Absperrhahn zum Abkoppeln der Druckmessstelle

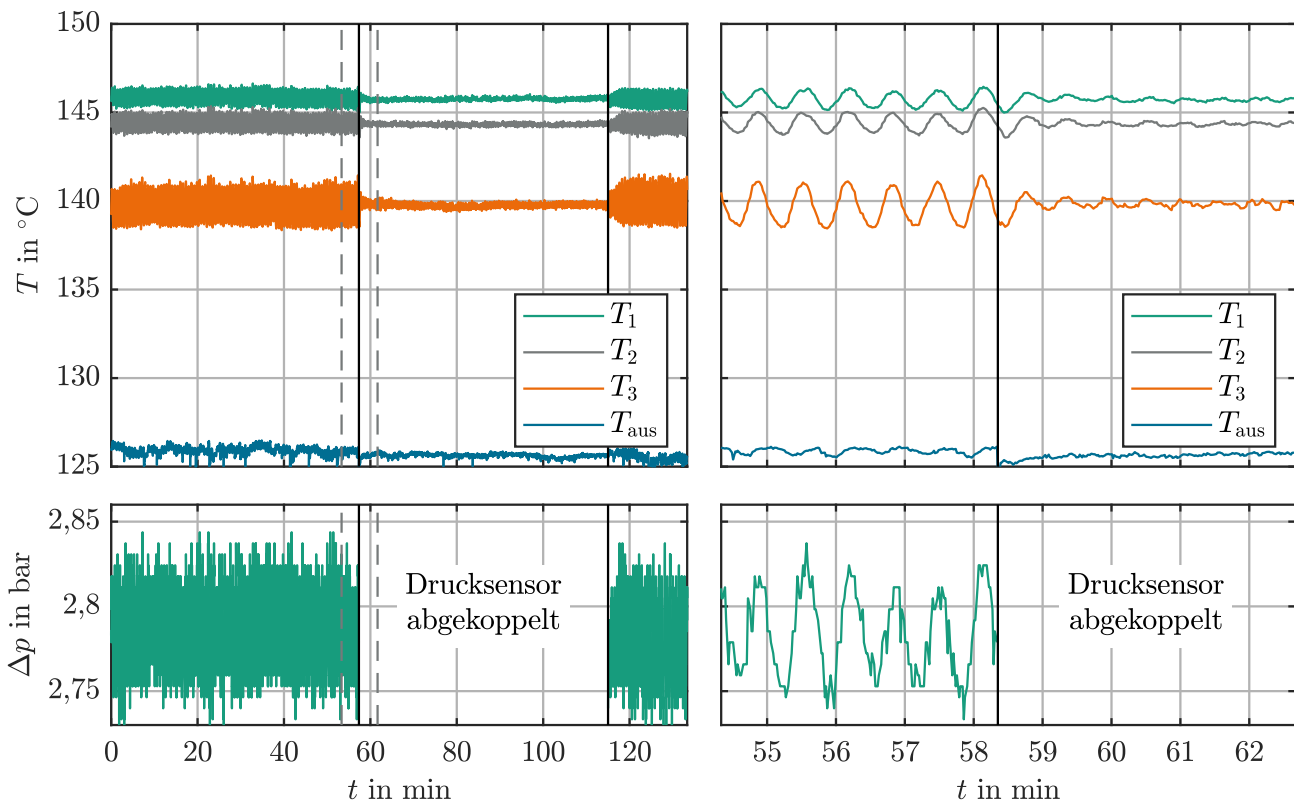
### Dynamik bei der Verdampfung

Es ist davon auszugehen, dass sich das kompressible Volumen des Drucksensors am Verdampfereintritt auch auf die Dynamik des beheizten Systems auswirkt. Deswegen wird der Versuchsaufbau an dieser Stelle um einen zusätzlichen Absperrhahn erweitert. Hierdurch lässt sich, wie in Abbildung 3.19 dargestellt, der Drucksensor vom Versuchsaufbau abkoppeln, wodurch die Kompressibilität des Systems signifikant reduziert werden kann.

In Abbildung 3.20 sind die zeitlichen Verläufe des Druckes und der im Verdampfer gemessenen Wandtemperaturen in Verdampfer Nr. 1 wiedergegeben, wobei nach etwa einer Stunde der Absperrhahn vor dem Druckaufnehmer für ungefähr eine Stunde geschlossen wird. Dabei wird die Heizertemperatur auf  $140^{\circ}\text{C}$  und der Eintrittsmassenstrom auf konstant  $40\text{ g/h}$  eingestellt. An diesem Betriebspunkt wird der gesamte zugeführte Fluidstrom verdampft und auf etwas über  $125^{\circ}\text{C}$  überhitzt. Zu erkennen ist, dass bei geöffnetem Absperrhahn sowohl der Eintrittsdruck als auch die Temperaturen innerhalb des Verdampfers periodischen Schwankungen unterliegen, die eine Periode von etwa  $40\text{ s}$  aufweisen. Wie in Abbildung 3.12 gezeigt, weist die Druckverlustkurve an diesem Betriebspunkt eine positive Steigung auf, weshalb sich diese Oszillationen nicht durch Ledinegg-Instabilität erklären lassen. Dabei kann festgestellt werden, dass Druck und Temperatur jeweils in Phase zueinander liegen. Dies lässt sich dadurch erklären, dass ein zunehmender Eintrittsdruck aufgrund des kompressiblen Volumens mit einem abnehmendem Massenstrom einhergeht. Da nun insgesamt weniger Wärme an das Fluid übertragen werden kann, steigt die Temperatur entsprechend in der Verdampferwand.

Nach Schließen des Absperrhahns, kann der Eintrittsdruck nicht weiter ermittelt werden. Anhand der gemessenen Wandtemperaturen kann jedoch eindeutig festgestellt werden, dass sich hierdurch die Oszillationen deutlich reduzieren lassen. Zwar unterliegen die Temperaturen hier weiterhin leichten Schwankungen, deren Periode sich nur wenig verändert, jedoch lässt sich deren Amplitude um etwa  $80\%$  reduzieren. Wird der Absperrhahn wieder geöffnet, verstärken sich die Oszillationen erneut und erreichen ihr Ursprungsniveau.

Wie bereits in Abbildung 3.12 gezeigt, weist die Druckverlustkennlinie an dem hier beispielhaft betrachteten Betriebspunkt keine negative Steigung auf. Die hier auftretenden Oszillationen können demnach nicht, wie in der Arbeit von Zhang u. a. [140], mit dem klassischen Mechanismus von Druckverlustoszillationen begründet werden. Dennoch lassen sich anhand des gemessenen Verlaufs des Ein-



**Abbildung 3.20.:** Einfluss des Druckaufnehmers auf die Temperaturverteilung im Verdampfer sowie auf den Druckverlust bei einem Verdampfer vom Typ Nr. 1 bei  $\dot{m}_{\text{ein}} = 40 \text{ g/h}$  und  $T_{\text{set}} = 140^\circ\text{C}$

trittsdrucks im Folgenden konkrete Aussagen über die Fluktuationen des den Verdampfer passierenden Massenstrom aufstellen.

### Eintrittsdruck und Massenstrom

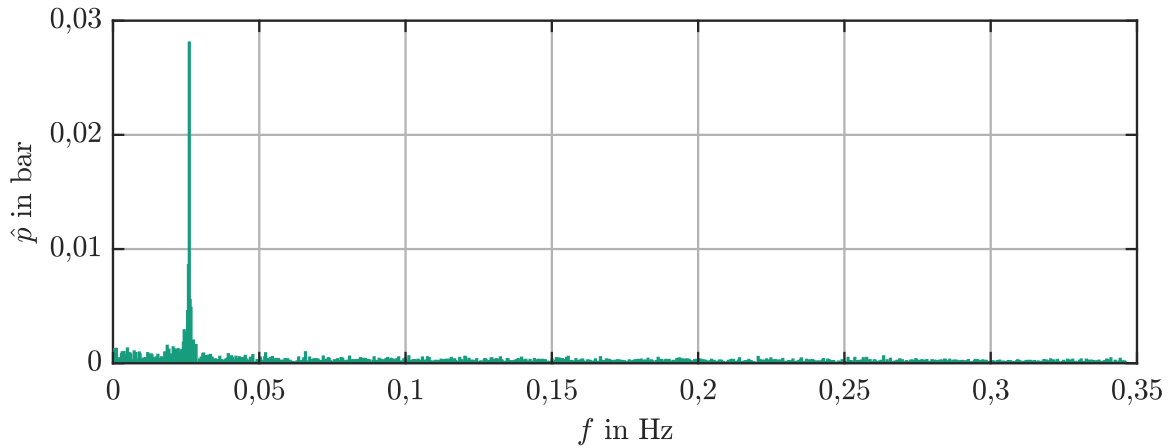
Der Verlauf des gemessenen Eintrittsdrucks lässt sich über näherungsweise über eine Sinusfunktion approximieren.

$$p_{\text{ein}} \approx \bar{p}_{\text{ein}} + \hat{p}_{\text{ein}} \sin(2\pi f t) \quad (3.21)$$

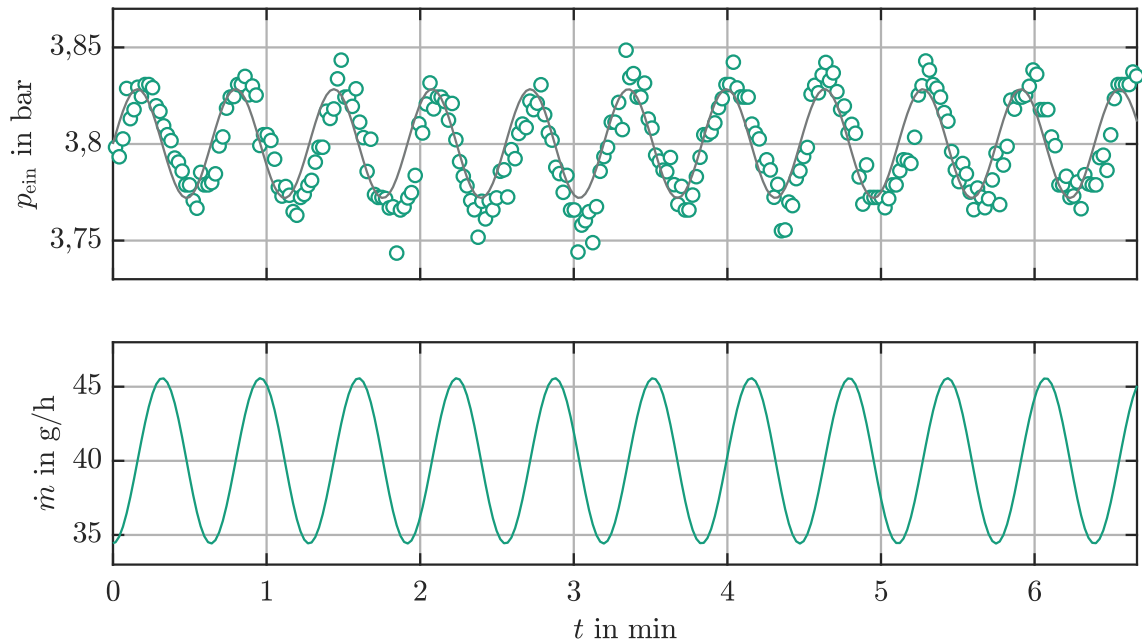
Die mittlere Amplitude und die Frequenz lässt sich dabei über eine diskrete Fouriertransformation der Druckschwankungen bestimmen. In Abbildung 3.21 ist das Frequenzspektrum der über den Zeitraum bis zum Abkoppeln des Druckaufnehmers gemessenen Druckschwankungen dargestellt. Zu erkennen ist, dass hier genau ein Maximum ohne weitere Nebenmaxima auftritt, sodass die Annahme einer reinen Sinus-Schwingung gerechtfertigt erscheint. Dieses Maximum findet sich mit einer Amplitude von  $\hat{p} = 0,02818 \text{ bar}$  bei einer Frequenz von  $f = 0,0261 \text{ Hz}$ .

Nimmt man nun wie im vorherigen Abschnitt an, dass sich vor dem Verdampfer ein kompressibles isothermes Gasvolumen befindet, lässt sich der den Verdampfer passierende Massenstrom mithilfe des ideales Gasgesetzes berechnen.

$$p_{\text{ein}} V = p_0 V_0 \quad (3.22)$$



**Abbildung 3.21.:** Frequenzspektrum der gemessenen Schwankungen des Eintrittsdrucks



**Abbildung 3.22.:** Messwerte und approximierter Verlauf des Eintrittsdrucks sowie der daraus berechnete Massenstrom in Verdampfer Nr. 1 bei  $\dot{m}_{\text{ein}} = 40 \text{ g/h}$  und  $T_{\text{set}} = 140^\circ \text{C}$

Bei einem konstanten Eintrittsmassenstrom  $\dot{m}_{\text{ein}}$  gilt entsprechend der Massenbilanz:

$$\dot{m} = \dot{m}_{\text{ein}} + \rho_L \frac{\partial V}{\partial t} \quad (3.23)$$

Setzt man nun Gleichungen 3.21 und 3.22 in Gleichung 3.23 ein, so ergibt sich für den Massenstrom:

$$\dot{m} = \dot{m}_{\text{ein}} - \rho_L \frac{2\pi f p_0 V_0 \hat{p}_{\text{ein}} \cos(2\pi f t)}{(\bar{p}_{\text{ein}} + \hat{p}_{\text{ein}} \sin(2\pi f t))^2} \quad (3.24)$$

In Abbildung 3.22 sind die approximierten Verläufe des Eintrittsdrucks und des sich hieraus ergebenden Massenstroms wiedergegeben. Zu erkennen ist, dass die Oszillation des Massenstroms im Vergleich zum Eintrittsdruck um eine Viertelperiode verzögert ist. Weiterhin fällt auf, dass die Schwankungen des

---

Eintrittsdrucks weniger als 2 % des mittleren Druckverlusts ausmachen, wogegen die relative Schwankungsbreite des Massenstroms erheblich größer ausfällt. Die Amplitude der Oszillation des Massenstroms lässt sich aus Gleichung 3.24 ableiten.

$$\dot{m}_{\max} - \dot{m}_{\min} = 4\pi f p_0 V_0 \rho_L \frac{\hat{p}_{\text{ein}}}{\bar{p}_{\text{ein}}} \quad (3.25)$$

Im betrachteten Beispiel ergibt sich hiermit eine Schwankungsbreite von etwa  $\pm 11$  g/h, was mehr als ein Viertel des Eintrittsmassenstroms ausmacht. Somit kann festgehalten werden, dass auch vergleichsweise milde Schwankungen des Druckverlusts mit erheblichen Schwankungen im Durchfluss einhergehen. In bestimmten Anwendungen, wie beispielsweise im Bereich der Reaktionstechnik, in denen ein zeitlich konstanter Dampfmassenstrom angestrebt wird, sollte daher bei der Auslegung der Anlagen stets ein besonderes Augenmerk auf der Vermeidung von gasgefüllten Volumina vor dem Verdampfer liegen.

Da die Ursache der hier beobachteten zyklischen Schwankung des Durchflusses bislang durch kein geeignetes Modell beschrieben werden können, wird im folgenden Kapitel ein detaillierter Modellierungsansatz erarbeitet, der neben dem sich dynamisch einstellenden Druckverlust auch die thermische Trägheit des Festkörpers berücksichtigt. Weiterhin soll durch eine umfassende Modellierung ermittelt werden, inwiefern sich die in Kapitel 2 vorgestellten Beschreibungsansätze für die in dieser Arbeit getesteten Verdampfer eignen.

---

## 4 Numerische Modellierung

Im vorherigen Kapitel wurde bereits gezeigt, dass sich das dynamische Verhalten des die betrachteten Verdampfer umgebenden Systems bereits mit hoher Genauigkeit durch eine einfache Differentialgleichung 1. Ordnung beschreiben lässt. Keine Aussagen lassen sich auf diesem Weg jedoch über das komplexe Zusammenspiel von Wärmeübergang und -leitung sowie Druckverlust und Durchfluss im Inneren des Verdampfermoduls treffen. Um zu einer potentiell oszillierenden Lösung zu kommen, ist jedoch eine Beschreibung über eine Differentialgleichung von mindestens zweiter Ordnung nötig, weshalb hier die Berücksichtigung zusätzlicher Trägheitsterme erforderlich ist. Aus diesem Grund widmet sich dieses Kapitel nun der numerischen Beschreibung der hier auftretenden Vorgänge. Wie bereits in Kapitel 2 gezeigt wurde, wurden die einzelnen hier auftretenden Effekte bereits umfangreich untersucht, jedoch ist es bislang nicht gelungen, das Zusammenwirken dieser Effekte bei der Vollverdampfung in Mikrokanälen zufriedenstellend durch ein Gesamtmodell zu beschreiben.

Mikrokanalverdampfer bestehen meist aus einer Vielzahl miteinander verbundener, paralleler Kanäle, die durch einen massiven Festkörper führen. Da das durchströmte Volumen bei solchen mikrofluidischen Apparaten in der Regel nur einen kleinen Teil des Gesamtvolumens ausmacht, haben die Wärmeleitung sowie die thermische Trägheit des Festkörpers einen erheblichen Einfluss auf deren thermisches Verhalten [114]. Zum Einen führt die axiale Wärmeleitung im Festkörper oftmals dazu, dass sich auch bei starken Temperaturänderungen des Fluids in den Kanälen ein nahezu isothermes oder sehr flaches Temperaturprofil in den Kanalwänden einstellt. Durch dieses, bisweilen als Ausschmierung bezeichnete [9] Verhalten, wird auch bei einer gleichmäßig verteilten äußeren Wärmezufuhr, die Wärme in Abhängigkeit des lokalen Wärmeübergangskoeffizienten und der Temperaturgradienten ungleichmäßig an das Fluid übertragen. Zum Anderen wird auch das dynamische thermische Verhalten von Mikrokanalverdampfern maßgeblich durch den Festkörper beeinflusst, da dieser durch seine hohe Masse eine deutlich höhere Wärmekapazität aufweist als das den Verdampfer durchströmende Fluid selbst.

Um das Verhalten von Mikrokanalverdampfern korrekt zu beschreiben, muss daher, neben den in Kapitel 2 vorgestellten Bilanzgleichungen des Fluids, auch die Energiebilanz im die Kanäle umgebenden Festkörper berücksichtigt werden. Die Energiebilanz im Festkörper ergibt sich aus dem Fourierschen Wärmeleitungsgesetz. Im Fall einer im Festkörper integrierten Wärmequelle, wie etwa einer elektrischen Heizkartusche, ergibt sich der zusätzliche Quellterm, der durch die Leistungsdichte der Heizung  $q_H''$  beschrieben werden kann.

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} - \lambda \nabla^2 T = q_H'' \quad (4.1)$$

Äußere Wärmequellen, Wärmeverluste an die Umgebung sowie der Wärmeübergang an das Fluid müssen hierbei über entsprechende Randbedingungen abgebildet werden.

Zum Lösen der gekoppelten Energie-, Impuls und Massenbilanzen in Mikrokanalverdampfern werden in diesem Kapitel zwei unterschiedliche Modellierungsansätze vorgestellt. Der zuerst vorgestellte dynamische Ansatz, der auf der Finite-Volumen-Methode (FVM) basiert, beschreibt die querschnittsgemittelten Energie- Impuls- und Massenbilanzen des Fluids auf einem dreidimensionalen Netzwerk von eindimensionalen Kanälen, sodass auch das Verhalten paralleler oder verzweigter Kanalgeometrien untersucht werden kann. Die Modellierung verläuft dabei ähnlich wie in konventionellen dreidimensionalen Strömungssimulationstools wie ANSYS® Fluent [4] oder OpenFOAM® [87], wobei jedoch die speziellen, in Kapitel 2 vorgestellten Beziehungen, für Druckverlust, Dampfphasenanteil und Wärmeübergang eingesetzt werden. Gleichzeitig wird das dreidimensional aufgelöste Temperaturfeld im

---

Festkörper auf einem konventionellen dreidimensionalen Gitter berechnet, wodurch das detaillierte Temperaturfeld im Verdampfer und somit die Temperaturen an den Kanalwänden bestimmt werden können. Über diese lokalen Wandtemperaturen lässt sich wiederum der an das Fluid übertragene Wärmestrom bestimmen, wodurch die Energiebilanzen in Festkörper und im Fluid miteinander gekoppelt werden. Dieses sehr komplexe Modell erlaubt detaillierte Einblicke in das dynamische und stationäre Verhalten von Mikrokanalverdampfern. Jedoch zeigt es sich, dass das Modell nicht in allen Fällen zu konvergenten Lösungen führt, weshalb es nur eingeschränkt zur Auslegung von Mikroverdampfern eingesetzt werden kann. Daher wird im Anschluss zusätzlich ein deutlich vereinfachtes stationäres Verdampfermodell für Einzelkanäle eingeführt. Da dieses Modell deutlich weniger komplex ist, ist es besonders für Auslegungsrechnungen oder zur Durchführung von Parameterstudien geeignet.

---

## 4.1 Stand der Forschung

---

Die Verdampfung in Mikrokanälen wurde auch mit numerischen Methoden bereits vielfach untersucht. Eine Vielzahl an Arbeiten befasste sich dabei mit der lokalen Beschreibung der Strömung über dreidimensionale CFD Simulationen. Aufgrund des hohen Rechenaufwands sind derartige Simulationen jedoch nicht geeignet, um die vollständige Verdampfung innerhalb eines Mikrokanals zu beschreiben. Daher liegt der Fokus dieser Arbeiten stets auf der Beschreibung der Entstehung und des Wachstums von Einzelblasen [82, 77] und Taylorströmungen [89].

Auf der anderen Seite gibt es eine Vielzahl von Arbeiten, in denen Verdampfer über stark vereinfachte eindimensionale Ansätze beschrieben werden. In den meisten dieser Arbeiten wird hierzu die Wärmeleitung innerhalb der Wand vernachlässigt, sodass von einem über die Kanallänge hinweg konstanten Wärmestrom ausgegangen wird, der an das Fluid übertragen wird. Hierdurch steigt die Enthalpie des Fluids linear mit der Lauflänge, wodurch lediglich der Druckverlust modelliert werden muss [143, 47]. In Kombination mit einem Systemmodell kann hierdurch bei Vorliegen von Ledinegg-Instabilität das dynamische Verhalten bei der Teilverdampfung beschrieben werden [142, 47]. Auch das Verhalten von parallelen Kanälen wurde auf diesem Weg bereits von Zhang u. a. [139] untersucht.

Einen weiteren Ansatz zur Beschreibung der Dynamik von Verdampfern stellen sogenannte Moving Boundary Modelle dar [35, 130, 36]. Hierbei wird der Kanal in drei Zonen mit veränderlicher Länge aufgeteilt, die den unterkühlten, den zweiphasigen sowie den überhitzten Bereich des Kanals beschreiben. Bisher wurde dieser Ansatz jedoch nicht für Mikrokanäle eingesetzt.

Nur wenige Autoren berücksichtigen in ihren Arbeiten auch die axiale Wärmeleitung innerhalb der Wand. Koo u. a. [64] beschrieben das stationäre Verhalten von Mikrokanalkühlkörpern über einen eindimensionalen FVM-Ansatz. Hierdurch konnten sie das sich bei niedrigen Dampfanteilen stationär einstellende Temperaturprofil in der Kanalwand beschreiben und erreichten eine gute Übereinstimmung zu ihren experimentellen Daten. Genauso wählten auch Saenen u. a. [102, 103] die Finite-Volumen-Methode zur Beschreibung von Mikrokanalverdampfern mit parallelen Kanälen. Da sie ein dynamisches Modell wählten, konnten sie auch instabile Betriebszustände in den jeweiligen Verdampfern identifizieren. Weiterhin konnten sie mit ihrem Modell auch das örtlich aufgelöste Temperaturprofil im Festkörper beschreiben. Sowohl die Arbeiten von Koo u. a. als auch die von Saenen u. a. fokussierten sich jedoch auf Kühlungsanwendungen, sodass sie stets bei hohen Massenströmen und geringen Dampfanteilen arbeiteten.

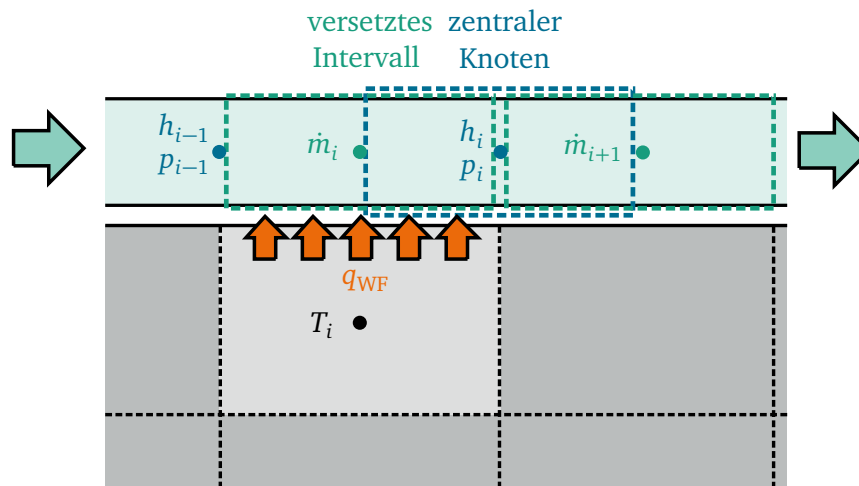
---

## 4.2 Finite-Volumen-Modellierung

---

Im Rahmen dieser Arbeit wird ein umfassender C++-Code entwickelt, der es erlaubt zweiphasig durchströmte Apparate wie beispielsweise Mikroverdampfer mithilfe der Finite-Volumen-Methode zu beschrei-





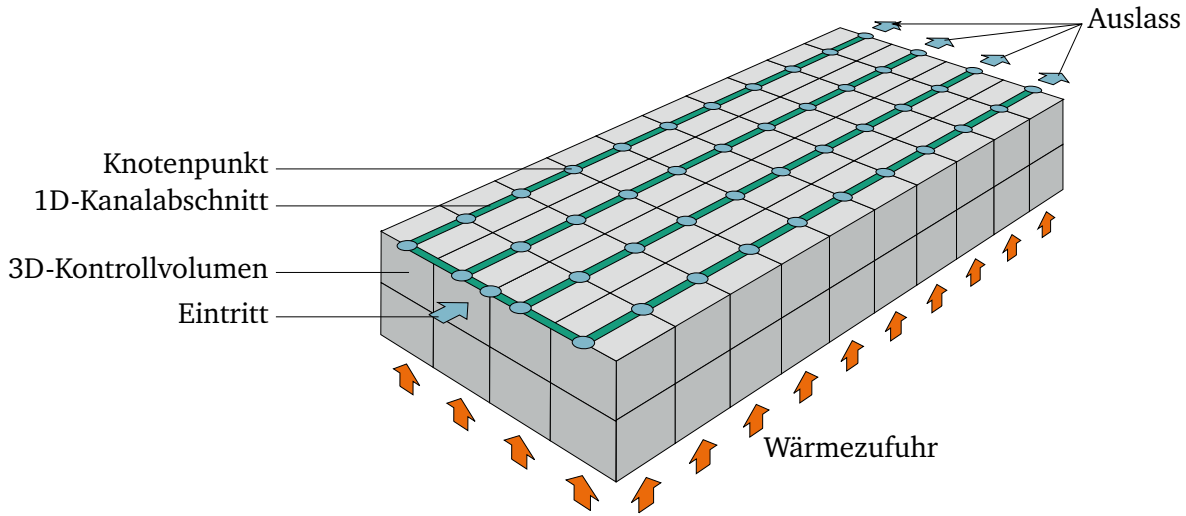
**Abbildung 4.1.:** schematische Darstellung des gestaffelten FVM Gitters

ben. Die Grundidee der Finite-Volumen-Methode besteht darin, dass sich für bestimmte partielle Differentialgleichungen, die den Transport von Erhaltungsgrößen wie Masse, Impuls oder Energie beschreiben, gute Näherungslösungen finden lassen, indem jeweils die Änderung der jeweiligen Transportgröße in endlich vielen Kontrollvolumina in einem ortsfesten Rechengitter beschrieben wird [106]. Ein spezieller Vorteil ist, dass die Erhaltungsgrößen dabei in ihrer Summe stets erhalten bleiben, da jeweils nur der Transport von einem Kontrollvolumen in ein benachbartes beschrieben wird. Diese Methode wird im Folgenden auf die querschnittsgemittelten Bilanzgleichungen in den Kanälen sowie auf die dreidimensionale Wärmeleitungsgleichung im Festkörper angewandt. Ein ähnlicher Modellierungsansatz zur Beschreibung von Zweiphaseninstabilitäten in parallelen Mikrokanälen wurde bereits von Saenen [100] vorgestellt, wobei der Fokus dort jedoch auf der Beschreibung von zur Chipkühlung eingesetzten Verdampfern gelegt wurde.

#### 4.2.1 Numerische Diskretisierung

Zunächst werden nun die querschnittsgemittelten Massen-, Impuls- und Energiebilanzen für das den Verdampfer durchströmende Fluid aus Gleichungen 2.26, 2.30 und 2.32 entsprechend der FVM diskretisiert. Hierzu werden zwei versetzt angeordnete eindimensionale Gitter eingesetzt (Abbildung 4.1). Auf diese Weise werden die Energie- und Massenbilanzen auf einem anderen Rechengitter berechnet als die Impulsbilanzen. Aus numerischer Sicht hat dies den Vorteil, dass sich so einige Konvergenzprobleme und Oszillationen im Druck-Geschwindigkeitsfeld vermeiden lassen [33, S. 193]. Ein weiterer Vorteil liegt darin, dass sich auf diese Weise relativ einfach ein Netzwerk aus verknüpften Kanälen beschreiben lässt. Hierzu werden jeweils zentrale Knotenpunkte definiert, in denen die skalaren Größen Druck und Enthalpie berechnet werden. Diese Knotenpunkte werden wiederum von eindimensionalen, geraden Kanalabschnitten verbunden, in deren Mitte jeweils die Massenströme berechnet werden

In Abbildung 4.2 ist ein Beispiel für ein solches Gitter für einen aus vier parallelen Kanälen bestehenden Verdampfer schematisch dargestellt. Dabei sind die zentralen Knotenpunkte jeweils hellblau markiert, während die Kanalabschnitte jeweils grün dargestellt sind. Weiterhin ist hier ein dreidimensionales Rechengitter für den Festkörper dargestellt. Das Rechengitter für den Festkörper besteht aus quaderförmigen Kontrollvolumina, deren Temperatur jeweils im Zellmittelpunkt berechnet wird.



**Abbildung 4.2.:** schematische Darstellung eines Rechengitters für einen Verdampfer mit mehreren parallelen Kanälen

### Diskretisierte Gleichungen

Durch Integration der Massenbilanz über ein Kontrollvolumen um einen der zentralen Knotenpunkte, ergibt sich:

$$V^K \frac{\partial \rho_{\text{mix}}}{\partial t} = \sum \dot{m}_{\text{ein}} - \sum \dot{m}_{\text{aus}} \quad (4.2)$$

Aufgrund des verwendeten versetzten Gitters werden die Massenströme auf den Seitenflächen explizit bestimmt, sodass hier auf jegliche Interpolationen verzichtet werden kann. Formell können die Knotenpunkte unbegrenzt viele Zu- und Austrittsströme aufweisen. Das Volumen der Knotenpunkte ergibt sich daher aus der Hälfte des Volumens der jeweils angrenzenden Kanäle:

$$V^K = \sum \frac{L_{\text{ein}}^I A_{\text{ein}}^I}{2} + \sum \frac{L_{\text{aus}}^I A_{\text{aus}}^I}{2} \quad (4.3)$$

Der Großteil der Knotenpunkte befindet sich jedoch in geraden Kanalstücken und hat daher jeweils genau einen eintretenden und einen austretenden Strom.

Die Impulsbilanzen werden, wie zuvor geschildert, immer über den geraden Kanalabschnitten zwischen den zentralen Knotenpunkten aufgestellt. Formell verbindet jeder Kanalabschnitt genau einen Eintrittsknoten mit einem Austrittsknoten, wodurch hier die mathematisch positive Strömungsrichtung bereits definiert ist. Somit muss statt eines dreidimensionalen Geschwindigkeitsfeldes nur ein skalares Massenstromfeld bestimmt werden. Durch Integration der Impulsbilanz über ein solches, in Abbildung 4.1 dargestelltes, versetztes Kontrollvolumen erhält man die semidiskrete Form der Impulsbilanz.

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial t} = \frac{A}{L} (p_{\text{ein}}^K - p_{\text{aus}}^K) - A \rho_{\text{mix}} g \sin \theta + \frac{1}{L} \left( \frac{(\dot{m}_{\text{ein}}^K)^2}{A_{\text{ein}}^K \rho_{\text{ein}}^K} - \frac{(\dot{m}_{\text{aus}}^K)^2}{A_{\text{aus}}^K \rho_{\text{aus}}^K} \right) - \frac{A}{L} 2 P_o \frac{\dot{m}}{D_H^2 A} \nu_{\text{mix}} \quad (4.4)$$

Dabei beschreiben  $p_{\text{ein}}^K$  und  $p_{\text{aus}}^K$  jeweils die Drücke in den Knotenpunkten auf der Ein- und Austrittsseite. Weiterhin sind  $A$  und  $L$  die Querschnittsfläche und die Länge des jeweiligen Kanalabschnitts.

Zur Berechnung der effektiven Viskosität  $\nu_{\text{mix}}$  und der Mischungsdichte werden die in Kapitel 2 vorgestellten Beziehungen verwendet. Hierfür werden jeweils der Druck und die Enthalpie im betrachteten Intervall benötigt, welche zunächst nur in den beiden angrenzenden Knotenpunkten bekannt sind. Daher müssen diese Größen im jeweiligen Intervallmittelpunkt durch geeignete Interpolationsmethoden ermittelt werden. Genauso werden zur Bestimmung der ein- und austretenden Impulsströme auch die Massenströme in den Knotenpunkten durch Interpolationen bestimmt. Hierbei muss beachtet werden, dass es in den Knotenpunkten formell drei Geschwindigkeitskomponenten gibt, da von jedem Knotenpunkt Kanäle in alle drei Raumrichtungen abgehen können. Für die Impulsbilanz über den geraden Kanalabschnitten ist dabei jeweils nur die Komponente in der jeweiligen Strömungsrichtung des Intervalls von Interesse. Weitere Informationen über die in dieser Arbeit eingesetzten Interpolationsverfahren folgen später in diesem Kapitel.

Die semidiskrete Form der Energiebilanz für das Fluid ergibt sich, wie schon Massenbilanz, durch Integration von Gleichung 2.32 über ein Kontrollvolumen um einen Knotenpunkt.

$$V^K \frac{\partial \rho_{\text{mix}} h^*}{\partial t} = V^K \frac{\partial p}{\partial t} + \dot{Q}_{\text{WF}}^K + \sum \dot{m}_{\text{ein}} h_{\text{ein}} - \sum \dot{m}_{\text{aus}} h_{\text{aus}} \quad (4.5)$$

Hierbei beschreibt  $\dot{Q}_{\text{WF}}^K$  die dem jeweiligen Knoten konvektiv über die Wand zugeführte Leistung. Die ein- und austretenden Enthalpien  $h_{\text{ein}}$  und  $h_{\text{aus}}$  werden auch hierbei über entsprechende Interpolationsverfahren berechnet.

### Temperaturfeld im Festkörper

Die Berechnung der Temperaturverteilung im Festkörper lässt sich über die FVM aufgrund des verwendeten strukturierten Gitters leicht realisieren. Durch Integration über einem quaderförmigen Kontrollvolumen wird die Wärmeleitungsgleichung zu:

$$\rho c_p V_i^W \frac{\partial T_i^W}{\partial t} = \dot{Q}_{\text{H},i}^W - \dot{Q}_{\text{WF},i}^W + \sum_{j=1}^6 \dot{Q}_{ji} \quad (4.6)$$

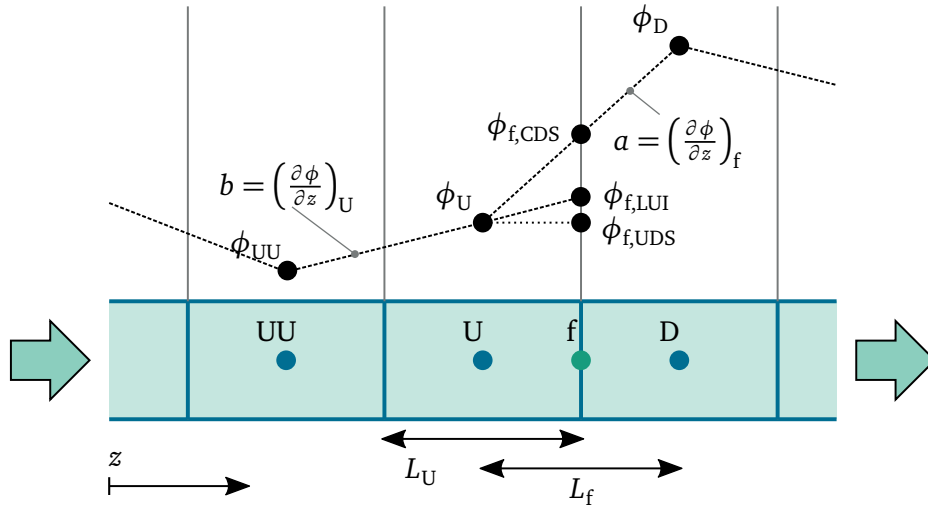
Hierbei beschreibt  $\dot{Q}_{\text{H},i}^W$  die dem Volumenelement  $i$  zugeführte Heizleistung und  $\dot{Q}_{\text{WF},i}^W$  den an das Fluid abgegebenen Wärmestrom. Weiterhin sind  $\dot{Q}_{ji}$  die jeweils durch Wärmeleitung von den Nachbarzellen  $j$  an das betrachtete Kontrollvolumen  $i$  übertragenen Wärmeströme, die sich über den zentralen Differenzenquotienten annähern lassen.

$$\dot{Q}_{ji} = \lambda A_{ij} \frac{T_j - T_i}{L_{ij}} \quad (4.7)$$

Hier ist  $A_{ij}$  die Kontaktfläche zwischen den beiden Zellen und  $L_{ij}$  der Abstand zwischen den jeweiligen Zellmittelpunkten. Unter der Annahme konstanter Stoffeigenschaften, ergibt sich für die reine Wärmeleitung eine lineares Gleichungssystem mit konstanten Koeffizienten. Lediglich durch den an das Fluid abgegebenen Wärmestrom ergibt sich zusätzlich ein nichtlinearer Term. Aus diesem Grund ist die Berechnung des Temperaturfeldes selbst dann verhältnismäßig wenig rechenintensiv, wenn das Rechengitter des Festkörpers deutlich mehr Zellen enthält, als das Fluidgebiet.

### Interpolationsverfahren zur Bestimmung der konvektiven Terme

Zur Berechnung der Strömungsgrößen auf den jeweiligen Seitenflächen der Kontrollvolumina wurden in dieser Arbeit verschiedene numerische Interpolationsverfahren implementiert. Neben der CDS-



**Abbildung 4.3.:** Schematische Darstellung der Interpolationsverfahren zur Bestimmung der Strömungsgröße  $\phi$  an der Querschnittsfläche  $f$ .

Interpolation (*central differencing scheme*) und der einfachen Aufwind- oder UDS-Interpolation (*upwind differencing scheme*) wurden speziell zur Interpolation der konvektiv transportierten Ströme auch nicht-lineare Schemata höherer Ordnung eingesetzt.

Bei der CDS-Interpolation wird, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, die jeweilige Strömungsgröße  $\phi_f$  auf der Seitenfläche  $f$  über eine lineare Interpolation zwischen dem stromaufwärts gelegenen Knoten  $U$  (für *upwind*) und dem stromabwärts gelegenen Knoten  $D$  (für *downwind*) gebildet:

$$\phi_{f, \text{CDS}} = \phi_U + (z_f - z_U)a \quad (4.8)$$

Hierbei lässt sich der Gradient  $a$  der Strömungsgröße durch den Differenzenquotient bestimmen:

$$a = \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_f = \frac{\phi_D - \phi_U}{L_f} \quad (4.9)$$

Über eine Taylorreihenentwicklung lässt sich zeigen, dass die Interpolationsfehler dabei proportional zum Quadrat der Gitterweite sind, weshalb die CDS-Interpolation das einfachste Verfahren mit einer Genauigkeit 2. Ordnung darstellt. Nachteil der CDS-Interpolation ist jedoch, dass sich hierbei numerische Fehler gegenseitig verstärken können, wodurch die Lösung häufig numerisch instabil wird. Dies ist besonders bei Verdampfungsvorgängen problematisch, da es hier naturgemäß zu sich plötzlich stark ändernden Stoffeigenschaften kommt. Weiterhin besitzt das CDS-Verfahren nicht die sogenannte Transporteigenschaft. Dies bedeutet, dass bei der Bestimmung des konvektiven Flusses, die Strömungsrichtung nicht berücksichtigt wird, weshalb dieses Verfahren bei hohen Peclet Zahlen zu ungenauen Ergebnissen führt [125].

Bei der UDS-Interpolation wird zunächst die Strömungsrichtung auf der entsprechenden Seitenfläche festgestellt, um den stromaufwärts gelegenen Knotenpunkt zu bestimmen. Anschließend wird die gesuchte Strömungsgröße über dem stromaufwärts gelegenen Wert approximiert:

$$\phi_{f, \text{UDS}} = \phi_U \quad (4.10)$$

Falls der Massenstrom oder die Strömungsgeschwindigkeit über das UDS-Verfahren interpoliert werden soll, ist die Strömungsrichtung dort zunächst nicht bekannt. Daher wird hier zunächst die CDS-Interpolation eingesetzt, um die Strömungsrichtung zu bestimmen. Formell ist das UDS-Verfahren zwar

ungenauer als die CDS-Interpolation, da es nur eine Fehlerordnung von 1 aufweist, was bedeutet, dass der Interpolationsfehler hier proportional zur Gitterweite ist. Jedoch erfüllt die UDS-Interpolation als einziges Verfahren bedingungslos die sogenannte Beschränktheitsanforderung, was bedeutet, dass sich bei der UDS-Interpolation niemals oszillierenden Lösungen ergeben können [33]. Aus diesem Grund wird dieses Schema in der vorliegenden Arbeit als Basisschema eingesetzt. Ein Problem dieses Verfahrens stellt jedoch die damit einhergehende numerische Diffusion dar. Dies liegt daran, dass hierbei der Interpolationsfehler, ähnlich einer Diffusionsgleichung, proportional zum Gradienten der gesuchten Strömungsgröße ist.

Die Vorteile von CDS- und UDS-Interpolation lassen sich mit dem sogenannten LUI-Verfahren (für *linear upwind interpolation*) kombinieren, indem die Strömungsgröße, wie in Abbildung 4.3 dargestellt, über den vom Stromaufwärts gelegenen Gradienten  $b$  extrapoliert wird.

$$\phi_{f, \text{LUI}} = \phi_U + (z_f - z_U) b \quad (4.11)$$

$$b = \left( \frac{\partial \phi}{\partial z} \right)_U = \frac{\phi_U - \phi_{UU}}{z_U - z_{UU}} \quad (4.12)$$

Nochmals bessere Ergebnisse lassen sich mithilfe nichtlinearer Verfahren erreichen. In dieser Arbeit werden hierzu sogenannte TVD-Verfahren (für *total variation diminishing*) eingesetzt, die das UDS- und das LUI-Verfahren miteinander kombinieren. Diese Verfahren erfüllen die Bedingung, dass jeweils die Gesamtvarianz der Strömungsgröße minimiert wird, wodurch sich ein Über- und Unterschießen vermeiden lässt [106]. Hierzu wird jeweils ein Interpolationsverfahren höherer Ordnung mit einem niedrigeren Ordnung über eine sogenannte Flux-Limiter-Funktion  $\psi(r)$  kombiniert.

$$\phi_{f, \text{TVD}} = \phi_U + \psi(r)(z_f - z_U) b \quad (4.13)$$

Hier beschreibt  $r$  das Verhältnis der entgegen der Strömungsrichtung aufeinander folgenden Gradienten der Strömungsgröße:

$$r = \frac{a}{b} \quad (4.14)$$

In dieser Arbeit wird, wie auch in der Arbeit von Saenen [100], das MUSCL-Verfahren [124] (für *monotone upstream-centered scheme for conservation laws*) verwendet, das in der Vergleichsstudie von Waterson und Deconinck [129] die besten Ergebnisse aller getesteten TVD-Verfahren erzielen konnte. Auf Gittern mit konstanter Zellgröße berechnet sich die Flux-Limiter-Funktion gemäß:

$$\psi_{\text{MUSCL}} = \max \left( 0, \min \left( 2r, \frac{1+r}{2}, 2 \right) \right) \quad (4.15)$$

Da die in dieser Arbeit verwendeten Gitter jedoch nicht immer konstante Zellgrößen aufweisen, wird hier die Formulierung von Saenen [100] verwendet:

$$\psi_{\text{MUSCL}} = \max \left( 0, \min \left( (1+\gamma)r, \frac{1+r}{2}, 2 \right) \right) \quad (4.16)$$

Hierbei beschreibt  $\gamma$  das Verhältnis des Abstandes zwischen den beiden benachbarten Knoten D und U zur Länge des Intervalls U:

$$\gamma = \frac{L_f}{L_U} \quad (4.17)$$

Mithilfe des MUSCL-Verfahrens ist es theoretisch möglich, auch abrupte Wechsel der Strömungsgeschwindigkeit physikalisch korrekt zu beschreiben.

## Fluid-Wand Kopplung

Das die Kanäle durchströmende Fluid und der Festkörper des Verdampfers stehen jeweils an den Kanalwänden miteinander in Kontakt. Eine entscheidende Rolle bei der Modellierung kommt daher der Beschreibung der hier auftretenden Wärmeströme zu. Um den Wärmeübergang anhand eindimensional durchströmter Kanäle zu beschreiben, werden die auftretenden Wärmeströme jeweils zwischen einem eindimensionalen Kanalintervall und einem Wandvolumenelement ausgedrückt (siehe Abbildung 4.1).

$$\dot{Q} = \alpha A_W (T_W - T_F) \quad (4.18)$$

Hierbei wird der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha$  je nach Dampfanteil über Korrelationen für ein- oder zweiphasige Strömungen bestimmt. Um Unstetigkeiten im berechneten Wärmeübergangskoeffizienten zu vermeiden, wird dieser jeweils aus drei gewichteten Termen zusammengesetzt, die den Wärmeübergang in einphasigen Flüssigströmungen sowie in siedenden oder überhitzten Strömungen vor und nach dem Dryout beschreiben:

$$\alpha = w_L \alpha_L + w_{2Ph} \alpha_{2Ph} + w_V \alpha_V \quad (4.19)$$

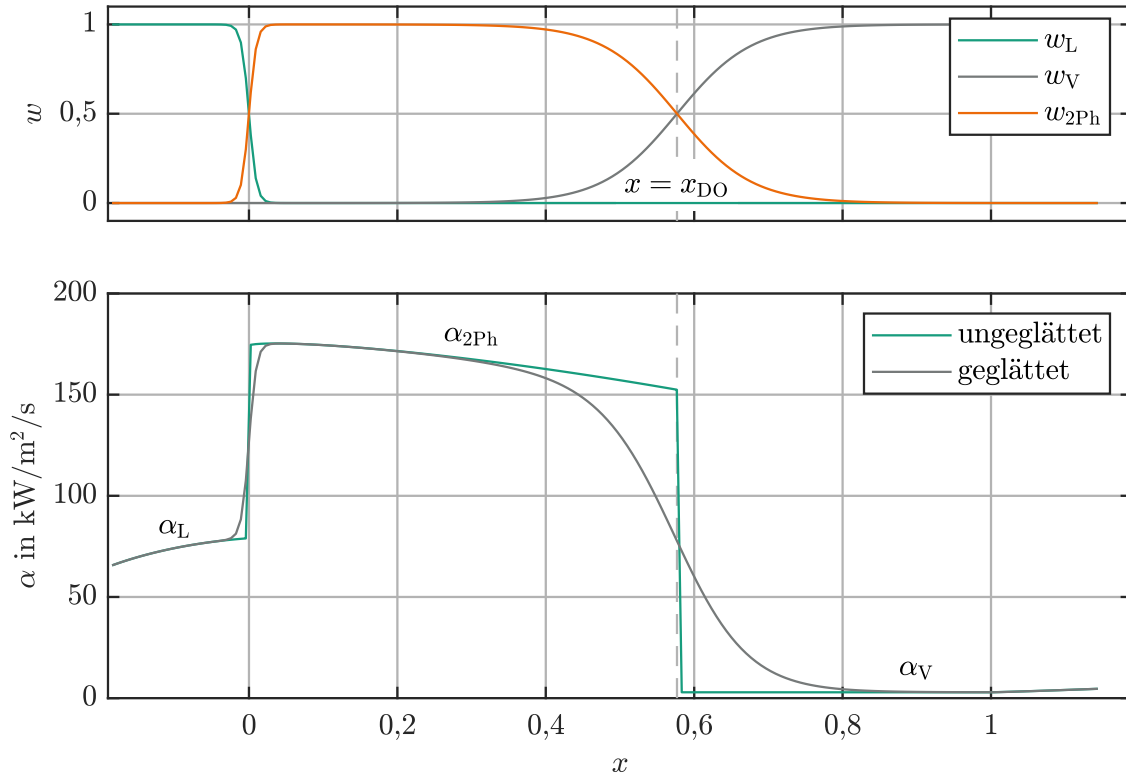
Dabei wird über Wichtungsfunktionen sichergestellt, dass sich ein stetiger Verlauf ergibt:

$$w_L = \frac{1}{\exp\left(\frac{x}{b_L}\right) + 1} \quad (4.20)$$

$$w_V = 1 - \frac{1}{\exp\left(\frac{x-x_{DO}}{b_V}\right) + 1} \quad (4.21)$$

$$w_{2Ph} = 1 - w_L - w_V \quad (4.22)$$

Diese Wichtungsfunktionen sind jeweils formell Abwandlungen der hyperbolischen Tangensfunktion, deren Verlauf der Gaußschen Verteilungskurve ähnelt, sich jedoch numerisch einfacher berechnen lässt. Durch geeignete Wahl der Parameter  $b_L$  und  $b_V$  lässt sich hierbei die Breite der sich ergebenden Übergangsbereiche zwischen je zwei Korrelationen einstellen. Werden die Parameter  $b_L$  und  $b_V$  sehr klein gewählt, ergibt sich ein scharfes Umschalten am Übergang zum zweiphasigen Wärmeübergang, sodass der theoretische Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten exakt wiedergegeben wird. Dies führt jedoch zu einem sehr schlechten Konvergenzverhalten. Werden die Parameter dagegen sehr groß gewählt, wird der theoretische Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten nur noch sehr ungenau wiedergegeben, sodass die unterschiedlichen Wärmeübergangsmechanismen als solche nicht mehr zu erkennen sind. Da sich der Wärmeübergangskoeffizient vor allem im Bereich des Dryouts sehr stark ändert, ist es nötig den Parameter  $b_V$  relativ groß zu wählen. Es hat sich herausgestellt, dass die Werte  $b_L = 0.005$  und  $b_V = 0.05$  einen guten Kompromiss darstellen, sodass sich hiermit einerseits ein akzeptables Konvergenzverhalten einstellt und andererseits der Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten noch phänomenologisch korrekt wiedergegeben wird. Der Verlauf der Wichtungsfunktionen und des Wärmeübergangskoeffizienten sind in Abbildung 4.4 beispielhaft dargestellt. Zu erkennen ist, dass das Umschalten zwischen den Wärmeübergangskorrelationen im Bereich des Dryouts durch die gewählten Wichtungsfunktionen künstlich verlangsamt wird, was sich sehr positiv auf das Konvergenzverhalten auswirkt.



**Abbildung 4.4.:** Verlauf der eingesetzten Wichtungsfunktionen und des sich hieraus ergebenden Wärmeübergangskoeffizienten bei  $p = 1 \text{ bar}$ ,  $D = 30 \mu\text{m}$ ,  $G = 200 \text{ g m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  und  $\dot{q} = 100 \text{ kW m}^{-2}$ . Der kritische Dampfanteil sowie der zweiphasige Wärmeübergangskoeffizient ist hier nach Kim und Mudawar [60] bestimmt.

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird der Wärmeübergangskoeffizient für einphasige Strömungen aufgrund der geringen auftretenden Reynoldszahlen stets über die Nusseltzahl für laminare, voll ausgebildete einphasige Strömungen berechnet. Die hierfür benötigten Nusseltzahlen für die jeweiligen Kanalgeometrien werden dazu stets im Voraus numerisch ermittelt. Der Wärmeübergang der siedenden Flüssigkeit kann dagegen entweder anhand des Modells der idealen Ringströmung oder über die Korrelation von Kim und Mudawar [61] bestimmt werden (siehe Unterunterabschnitt 2.2.3). Für den kritischen Dampfanteil  $x_{\text{DO}}$  wird ausschließlich die Korrelation von Kim und Mudawar [60] verwendet.

Je nach ausgewählter Gitteranordnung kann jeder Kanalabschnitt formell mit mehreren Wandzellen thermisch interagieren, während genauso auch einzelne Wandzellen mit mehreren Kanälen im Kontakt stehen können. Der einem Kanalintervall zu- oder abgeführte Wärmestrom ergibt sich somit jeweils formell als Summe aller diesem Segment von benachbarten Wandzellen zugeführten Wärmeströme. Da die Energiebilanz jedoch jeweils für die zentral positionierten Knotenpunkte aufgestellt wird, muss eine geeignete Formulierung gefunden werden, über die die den Kanalintervallen zugeführten Wärmeströme auf die Knotenpunkte verteilt werden. Da jedes Kanalintervall genau zwei Knotenpunkte verbindet, muss der Wärmestrom formell zwischen beiden Knotenpunkten aufgeteilt werden. Hierzu wird jeweils ein Wichtungsfaktor  $w_{\text{UD}}$  eingesetzt, der aussagt, welcher Anteil des jeweiligen Wärmestroms dem in positiver Strömungsrichtung liegenden Knotenpunkt zugeführt wird. Im weiteren Verlauf dieser Arbeit wird dieser Wichtungsfaktor durchgehend mit über eine einfache UDS-Interpolation gebildet, sodass die Wärmeströme stets den stromabwärts liegenden Knotenpunkten angerechnet werden:

$$w_{\text{UD}} = \begin{cases} 1 & \text{für } \dot{m} \geq 0 \\ 0 & \text{für } \dot{m} < 0 \end{cases} \quad (4.23)$$

Zur Berechnung des Wärmestroms wird unter anderem die Fluidtemperatur in den jeweiligen Kanalabschnitten benötigt. Da aber Druck und Enthalpie jeweils nur in den Knotenpunkten ausgewertet werden, wird auch hier eine geeignete Interpolation benötigt. Im Fall einphasiger Strömungen mit konstanter Wärmekapazität wäre diese Temperatur korrekterweise anhand der logarithmisch gemittelten Temperaturdifferenz am Ein- und Austritt zu bilden. Im Fall einer siedenden Strömung würde diese Formulierung jedoch zu keinem sinnvollen Ergebnis führen, da ausschließlich latente Wärme übertragen wird und sich die Temperatur der Mediums in Strömungsrichtung nicht ändert. Um trotz der bisweilen sehr hohen Wärmeübergangskoeffizienten ein Über- und Unterschwingen des Temperaturprofils zu verhindern, wird daher für das Fluid stets die Temperatur des jeweils stromabwärts gelegenen Knotenpunktes eingesetzt. Dieser Ansatz weist zwar nur eine recht niedrige Fehlerordnung von 1 auf, führt aber zu deutlich besseren Ergebnissen als beispielsweise die Temperaturbestimmung über das CDS-Verfahren.

Somit ergibt sich folgender Ablauf zur Bestimmung der den Knotenpunkten zu- bzw. abgeführten Wärmeströme  $\dot{Q}_{WF}^K$ :

1. Wärmeströme jeweils zwischen den Kanalintervallen und den Wandzellen berechnen.
2. Alle auftretenden Wärmeströme pro Intervall addieren.
3. Für jedes Intervall anhand  $w_{UD}$  bestimmen, welchem benachbarten Knotenpunkt welcher Anteil des Wärmestroms zugeführt wird.
4. Alle gewichteten Wärmeströme pro Knotenpunkt zu  $\dot{Q}_{WF}^K$  aufaddieren.

## Berechnung der Stoffdaten

Zur Lösung der zuvor beschriebenen Gleichungen, werden unter anderem Stoffdaten wie Viskosität und Dichte benötigt. Aufgrund des sich teilweise stark ändernden Drucks, kann dabei nicht mit konstanten Stoffdaten gerechnet werden. Weiterhin ist es nötig sicherzustellen, dass die eingesetzten Verfahren zur Bestimmung der Stoffdaten mit möglichst wenig Rechenaufwand verbunden sind, da diese Stoffdaten für in jeder Programmiteration für alle Gitterzellen neu berechnet werden müssen.

Zur schnellen Bestimmung der Stoffdaten beider Phasen, werden in dieser Arbeit Stoffdatentabellen eingesetzt, über die die Stoffdaten sehr schnell über bilineare Interpolationen in Abhängigkeit von Druck und Enthalpie bestimmt werden können. Diese Stoffdatentabellen werden im Voraus mit dem MATLAB-Code XSTEAM [46] berechnet, der wiederum auf der Formulierung der IAPWS IF-97 [126] basiert. Um Unstetigkeiten am Rand des Zweiphasengebietes zu vermeiden und um auszuschließen, dass Stützstellen innerhalb des Zweiphasengebietes verwendet werden, werden zusätzliche Stützstellen an der Phasengrenzlinie einbezogen, die auf denselben Druckniveaus abgespeichert werden, wie die übrigen Datenpunkte. Zur Erläuterung des angewandten Interpolationsverfahrens wird im Folgenden eine Kompassnotation verwendet. Wie in Abbildung 4.5 dargestellt, werden zur Interpolation der gesuchten Stoffeigenschaft  $\phi$  an der Stelle P jeweils vier Stützstellen eingesetzt. Dabei liegen die Stützstellen NW und NO (für Nord-West bzw. Nord-Ost) jeweils beim nächsthöheren Druckniveau als der gesuchte und die Stützstellen SW und SO entsprechend bei einem niedrigeren Druck. In regulären, rechteckigen Zellen, in denen keiner der vier Eckpunkte im Zweiphasengebiet liegt, lassen sich die Stoffwerte  $\phi$  über eine klassische bilineare Interpolation bestimmen [91]:

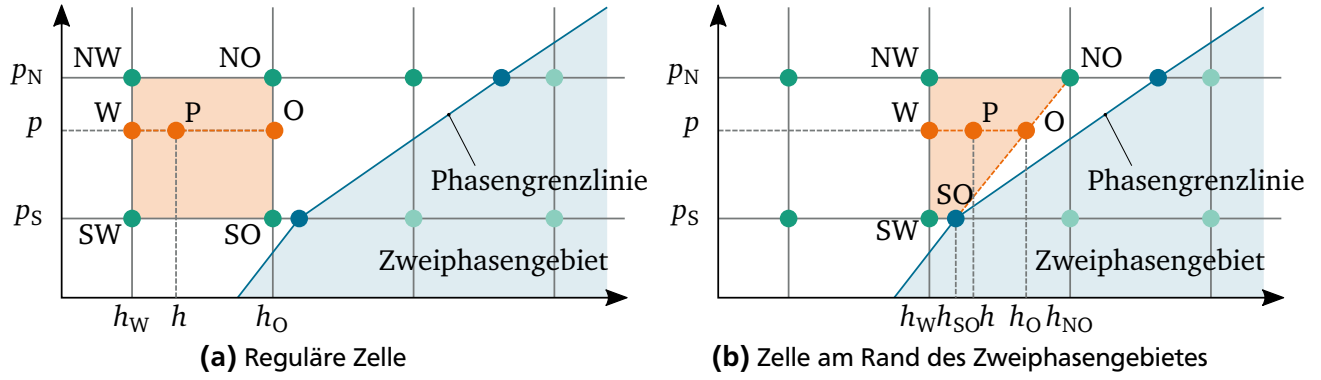
$$\phi_P = \phi_{SW} (1 - p^*) (1 - h^*) \quad (4.24)$$

$$+ \phi_{NW} p^* (1 - h^*) \quad (4.25)$$

$$+ \phi_{SO} (1 - p^*) h^* \quad (4.26)$$

$$+ \phi_{NO} p^* h^* \quad (4.27)$$





**Abbildung 4.5.: Stoffdateninterpolation an der Stelle P**

mit

$$p^* = \frac{p - p_S}{p_N - p_S} \quad (4.28)$$

$$h^* = \frac{h - h_W}{h_O - h_W} \quad (4.29)$$

Falls jedoch eine der regulären Stützstellen im Zweiphasengebiet liegt, muss eine abgewandelte Interpolationsmethode angewandt werden, um physikalisch sinnvolle Ergebnisse zu erhalten. Wie in Abbildung 4.5b dargestellt, ergeben sich durch Berücksichtigung der zusätzlichen Stützstellen auf der Phasengrenzlinie trapez- oder keilförmige Zellen. In diesem Fall berechnet sich die gesuchte Stoffeigenschaft gemäß:

$$\phi_P = \phi_W + (\phi_O - \phi_W) \frac{h_P - h_W}{h_O - h_W} \quad (4.30)$$

Gemäß Abbildung 4.5b gilt hierbei:

$$\phi_W = \phi_{SW} + (\phi_{NW} - \phi_{SW}) \frac{p_P - p_{SW}}{p_{NW} - p_{SW}} \quad (4.31)$$

$$\phi_O = \phi_{SO} + (\phi_{NO} - \phi_{SO}) \frac{p_P - p_{SO}}{p_{NO} - p_{SO}} \quad (4.32)$$

$$h_W = h_{SW} + (h_{NW} - h_{SW}) \frac{p_P - p_{SW}}{p_{NW} - p_{SW}} \quad (4.33)$$

$$h_O = h_{SO} + (h_{NO} - h_{SO}) \frac{p_P - p_{SO}}{p_{NO} - p_{SO}} \quad (4.34)$$

Über dieses Interpolationsverfahren lassen sich die gesuchten Stoffeigenschaften jeweils in Abhängigkeit von Druck und Enthalpie auf sehr schnelle und effiziente Weise berechnen. Weiterhin wird hierbei sichergestellt, dass alle Stoffeigenschaften stetige Funktionsverläufe aufweisen, was aus numerischer Sicht unabdingbar ist.

---

## Zeitliche Diskretisierung

Die semidiskreten Formen der Massen-, Impuls- und Energiebilanzen stellen jeweils gewöhnliche Differenzialgleichungssysteme erster Ordnung dar. Über geeignete Startwerte lassen sich diese zu einem Anfangswertproblem zusammenfassen. Zur Lösung hiervon lassen sich die zeitlichen Ableitungen jeweils durch entsprechende Differenzenquotienten approximieren. Auf diese Weise kann der zeitliche Verlauf der Lösung schrittweise bestimmt werden. Hierzu wird in der vorliegenden Arbeit überall das implizite Eulerverfahren angewandt. Dieses Verfahren hat den Vorteil, dass es anders als das explizite Eulerverfahren prinzipiell für beliebige Zeitschritte stabile Lösungen liefert. Nachteilig ist jedoch, dass es jeweils zu impliziten Gleichungssystemen führt, die iterativ gelöst werden müssen. Auf den Einsatz von komplexeren Runge-Kutta-Verfahren, die nochmals eine höhere Konvergenzordnung liefern, wurde für die Modellierung bislang verzichtet.

---

### 4.2.2 Lösungsverfahren

---

Die örtlich und zeitlich diskretisierten Erhaltungsgleichungen bilden zusammen jeweils ein stark gekoppeltes nichtlineares Gleichungssystem, das für jeden Zeitschritt gelöst werden muss. Prinzipiell wäre es denkbar dieses Gleichungssystem beispielsweise über das Newton-Raphson-Verfahren jeweils für jeden Zeitschritt auf einmal zu lösen. Durch die hohe Anzahl an Gleichungen wäre dies jedoch numerisch sehr aufwändig, weshalb hierfür in fast allen Strömungssimulationsprogrammen ein sequentieller Ansatz gewählt wird, bei dem die Erhaltungsgleichungen nacheinander gelöst werden. Hierbei werden die zu lösenden Gleichungssysteme jeweils über geeignete Ansätze linearisiert, sodass in jeder Iteration jeweils eine neue Näherungslösungen erhalten wird.

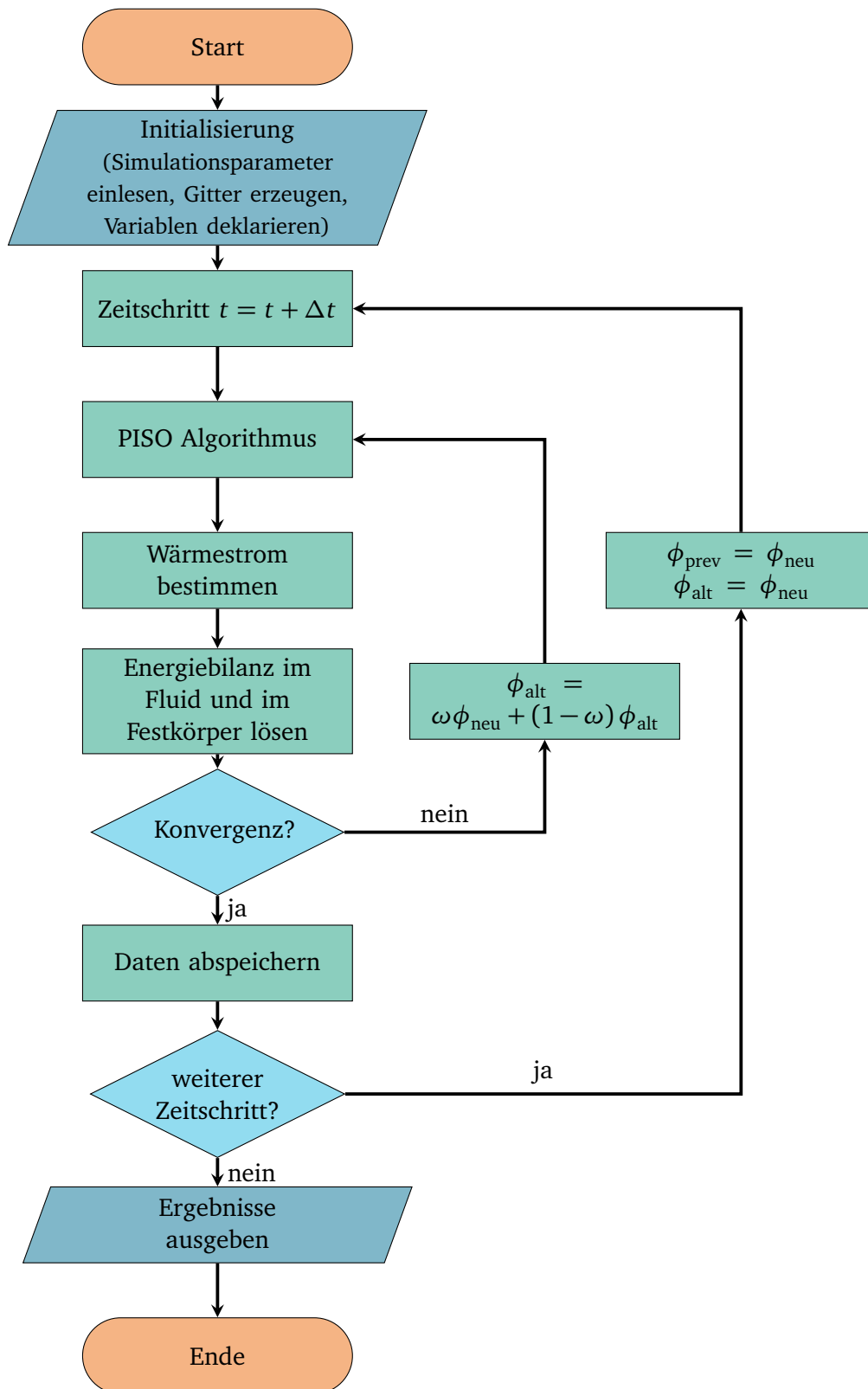
Die Impuls- und Massenbilanzen bilden zusammen die Navier-Stokes-Gleichungen und sind besonders stark miteinander gekoppelt, weshalb es eine Vielzahl unterschiedlicher Ansätze zum Lösen dieser Gleichungen gibt. In dieser Arbeit wird hierzu der von Issa [48] entwickelte PISO Algorithmus eingesetzt, der sich sowohl für kompressible als auch für inkompressible Strömungen eignet. Hierbei wird zunächst das Druckfeld geschätzt und daraus über einen Prädiktor-Schritt ein Massenstromfeld berechnet. Anschließend werden nacheinander mindestens zwei Druckkorrekturschritte durchgeführt über die jeweils korrigierte Lösungen des Druck- und Massenstromfeldes berechnet werden können.

### Programmablauf

Der im Rahmen dieser Arbeit angewandte Algorithmus zum Lösen des FVM Verdampfermodells ist in Abbildung 4.6 skizziert. Der Programmablauf beginnt mit der Initialisierung des Modells. Hierbei werden zunächst die Simulationsparameter aus einer Textdatei eingelesen und darauf aufbauend das Rechengitter erzeugt. Anschließend werden die benötigten Variablen deklariert und Anfangswerte für die gesuchten Felder zum Anfangszeitpunkt bestimmt. Dann beginnt die eigentliche Simulationsschleife. Hierzu wird zunächst ein Zeitschritt durchgeführt, wodurch der nächste Zeitpunkt bestimmt wird, zu dem eine Lösung gesucht werden soll. Es kann zwischen einem festen oder einem adaptiven Zeitschritt gewählt werden. Prinzipiell ist der Zeitschritt beim impliziten Eulerverfahren nach oben nicht limitiert. Dennoch ist es für das Konvergenzverhalten bisweilen hilfreich, den Zeitschritt über eine maximale Courant-Zahl zu begrenzen. Die Courant-Zahl beschreibt für jedes Kanalintervall das Verhältnis der vom Fluid pro Zeitschritt zurückgelegter Strecke zur Intervalllänge

$$Cou = \frac{w\Delta t}{\Delta x} = \frac{\dot{m}\Delta t}{\rho AL}. \quad (4.35)$$

Innerhalb einer inneren Iterationsschleife wird, wie bereits erläutert, zunächst das Druck- und das Massenstromfeld über den PISO-Algorithmus berechnet. Anschließend wird der übertragene Wärmestrom



**Abbildung 4.6.:** Lösungsalgorithmus des FVM Verdampfermodells

berechnet und damit die Energiebilanz im Fluid und in der Wand gelöst, woraus sich die Enthalpie des Fluids sowie die Temperatur im Festkörper ergibt. Dann beginnt diese innere Iterationsschleife von neuem, bis die Lösungen konvergiert sind. Als Konvergenzkriterium wird hierbei die euklidische Norm der relativen Unterschiede zwischen der neuen Lösung  $\phi_{\text{neu}}$  und der vorherigen Lösung zum selben Zeitpunkt  $\phi_{\text{alt}}$  verwendet:

$$\epsilon_{\phi} = \sqrt{\sum \left( \frac{\phi_{\text{neu}} - \phi_{\text{alt}}}{\phi_{\text{ref}}} \right)^2} \quad (4.36)$$

Als Referenzgröße  $\phi_{\text{ref}}$  wird für den Massenstrom der Eintrittsmassenstrom, für den Druck der Umgebungsdruck, für die Enthalpie die Eintrittsenthalpie und für die Wandtemperatur die Eintrittstemperatur verwendet. Sobald die auf diese Weise berechneten Residuen einen bestimmten Wert unterschritten haben, wird die Lösung als konvergent angesehen, sodass die Lösung gespeichert werden kann und zum nächsten Zeitschritt übergegangen wird. Die maximale Fehlerschranke wird in dieser Arbeit auf  $\epsilon_{\text{max}} = 10^{-8}$  gesetzt. Um die numerische Stabilität zu verbessern, wird in der inneren Iterationsschleife eine Unterrelaxation der Lösung durchgeführt. Hierbei wird nach jeder Iteration nur ein gewisser Anteil des neuen Lösung übernommen.

$$\phi_{\text{alt}} = \omega_{\phi} \phi_{\text{neu}} + (1 - \omega) \phi_{\text{alt}} \quad (4.37)$$

Somit wird die Konvergenz zwar verlangsamt, jedoch lassen sich über- und unterschwingende Lösungen auf diese Weise verhindern. Bei einem Unterrelaxationsfaktor von  $\omega_{\phi} = 1$  wird somit die gesamte neue Lösung übernommen, während bei einem Unterrelaxationsfaktor zwischen 0 und 1 jeweils nur ein Teil der Lösung übernommen wird.

## Lösung der linearen Gleichungssysteme

In jedem Iterationsschritt müssen mehrere lineare Gleichungssysteme gelöst werden. Da dies bei der Simulation der geschwindigkeitsbestimmende Schritt ist, ist es wichtig hierfür ein möglichst effizientes Verfahren anzuwenden. In dieser Arbeit wird hierzu die C++ Bibliothek Armadillo [104] eingesetzt, über die wiederum die Fortran Bibliothek LAPACK [3] eingebunden wird, mit der die elementaren Gleichungssysteme gelöst werden. Auf diese Weise lassen sich die Gleichungssysteme mit einer vergleichbaren Geschwindigkeit wie in kommerziellen Simulationsumgebungen lösen. Da so, je nach gewählter Gittergröße, weiterhin etwa 50-90 % der Rechenzeit auf die Lösung der linearen Gleichungssysteme entfallen, ist es nicht möglich die Rechengeschwindigkeit an anderer Stelle signifikant zu beeinflussen.

---

### 4.2.3 Modellvalidierung

---

Im Folgenden wird das FVM-Modell mit verschiedenen, analytisch beschreibbaren Spezialfällen verglichen, um so die unterschiedlichen Teile des Modells stückweise zu validieren.

## Wärmeleitung in der Wand

Das für den Festkörper implementierte Wärmeleitungsmodell lässt sich anhand eines einfachen eindimensionalen Spezialfalls validieren. Dazu wird ein Quader betrachtet, der zum Zeitpunkt  $t = 0$  eine konstante Anfangstemperatur  $T_0$  hat. Ab dem Zeitpunkt  $t = 0$  wird eine Wand auf die konstante Temperatur  $T_W$  gebracht, während alle anderen Wände adiabatisch sind. Hierdurch erwärmt sich der Körper. Da hier die Temperaturverteilung im Körper nur von der Zeit und der Raumrichtung  $z$  senkrecht zur

beheizten Wand abhängt, lässt sich dieses Problem mit der eindimensionalen Wärmeleitungsgleichung beschreiben.

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (4.38)$$

Es gelten zudem die folgenden Rand- und Anfangsbedingungen:

$$\begin{aligned} T &= T_0 && \text{für } t = 0 \text{ und } 0 < x \leq L \\ T &= T_W && \text{für } z = 0 \text{ und } t \geq 0 \\ \frac{\partial T}{\partial z} &= 0 && \text{für } z = L \text{ und } t \geq 0 \end{aligned}$$

Hierbei ist  $L$  die Länge des Körpers senkrecht zur beheizten Wand. Die analytische Lösung für dieses Problem lässt sich durch eine unendliche Reihe ausdrücken [31].

$$\frac{T(t, x) - T_W}{T_0 - T_W} = \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \exp\left(\frac{-(2n+1)^2 \pi^2 Fo}{4}\right) \sin\left(\frac{(2n+1)\pi z^*}{2}\right) \quad (4.39)$$

Dabei sind  $Fo$  die Fourier-Zahl und  $z^*$  die dimensionslose Längenkoordinate.

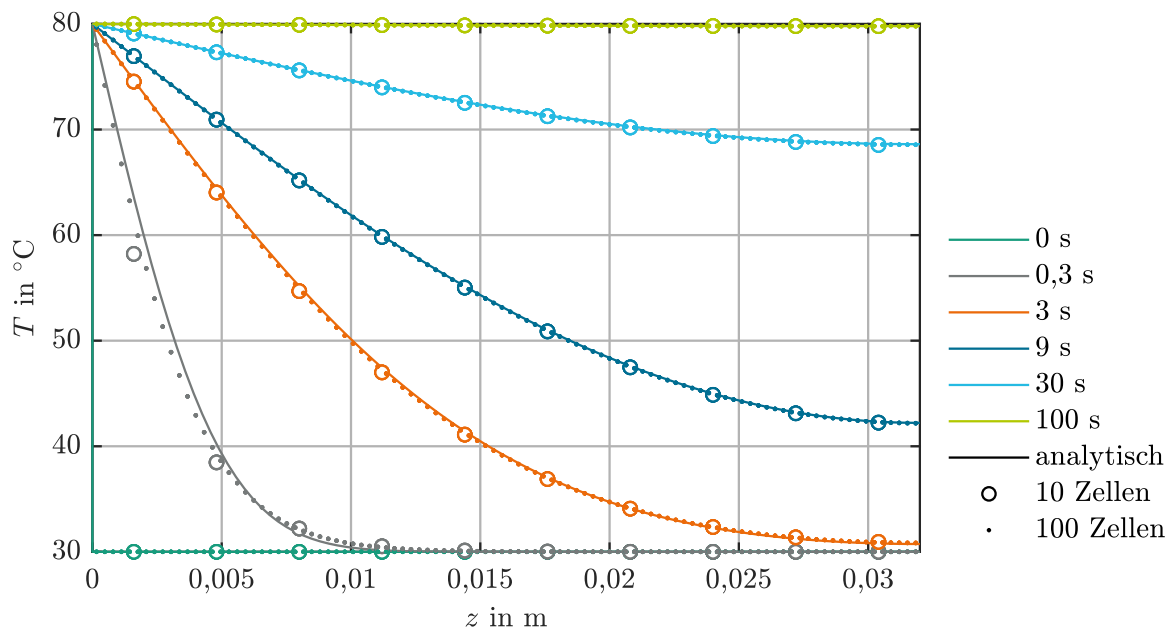
$$Fo = \frac{at}{L^2} \quad (4.40)$$

$$z^* = \frac{z}{L} \quad (4.41)$$

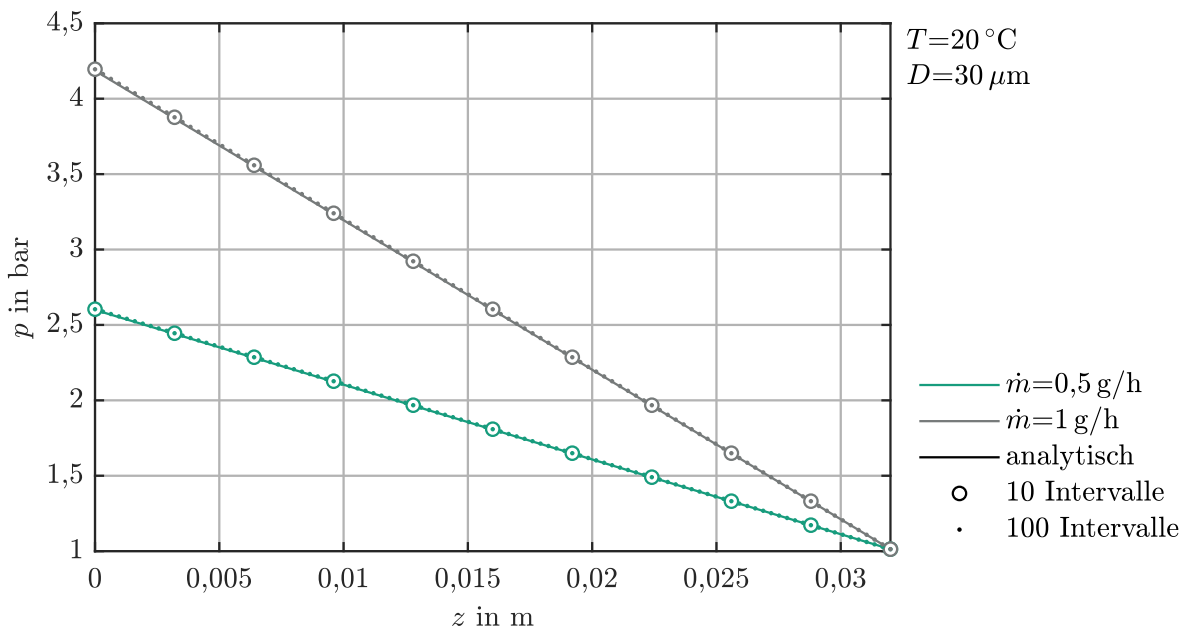
Im betrachteten Testfall wird nun ein Festkörper mit einer Länge von 32 mm betrachtet, der ausgehend von einer Anfangstemperatur von 30 °C über eine 80 °C warme Wand beheizt wird. Der Festkörper hat dabei eine Temperaturleitfähigkeit von  $2,38 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ . In Abbildung 4.7 werden die Ergebnisse des Finite-Volumen-Modells von zwei unterschiedlich feinen Gittern, mit 10 beziehungsweise 100 Zellen in  $z$ -Richtung, mit der analytischen Lösung verglichen. Dabei werden Zeitschritte von jeweils 0,1 s verwendet. Es ist gut zu sehen, dass die numerischen Ergebnisse für beide Gitter gut mit der analytischen Lösung übereinstimmen. Lediglich zum sehr frühen Zeitpunkt von  $t = 0,3 \text{ s}$  können beim größeren Gitter leichte Abweichungen festgestellt werden.

## Druckverlust

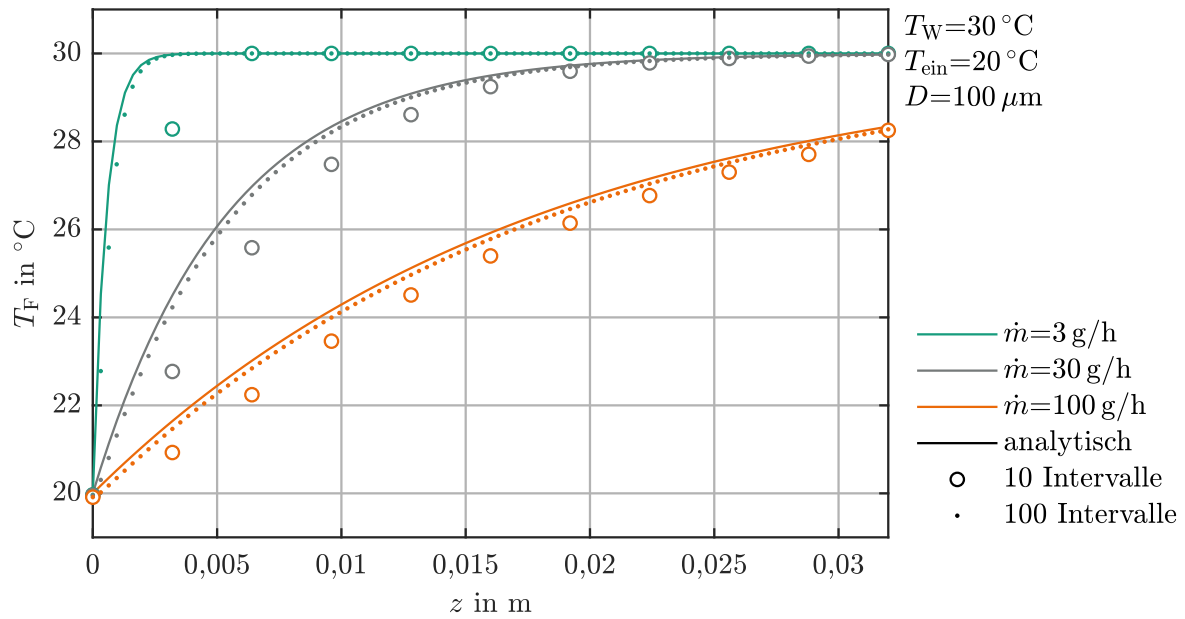
In Abbildung 4.8 wird das über das FVM-Modell berechnete stationäre Druckprofil in einem unbeheizten quadratischen 32 mm langen  $30 \mu\text{m}$  Kanal bei zwei verschiedenen Durchflüssen mit der analytischen Lösung für voll ausgebildete laminare Strömungen verglichen. Zu erkennen ist, dass sich hier unabhängig vom verwendeten Gitter praktische keine Unterschiede ergeben. In den betrachteten Fällen ist der hydrodynamische Anlaufeffekt aufgrund des hohen Länge zu Durchmesser Verhältnisses bereits zu vernachlässigen.



**Abbildung 4.7.:** Vergleich des FVM-Modells für die Wärmeleitung im Festkörper mit der analytischen Lösung von Crank [31] jeweils auf zwei unterschiedlich feinen Gittern



**Abbildung 4.8.:** Druckverlust bei einphasiger Durchströmung. Vergleich zwischen der analytischen Lösung und dem FVM-Modell für zwei unterschiedlich feine Gitter



**Abbildung 4.9.:** Einphasiger Wärmeübergang in einem quadratischen Kanal. Vergleich zwischen der analytischen Lösung und dem FVM-Modell für zwei unterschiedlich feine Gitter.

### Wärmeübergang

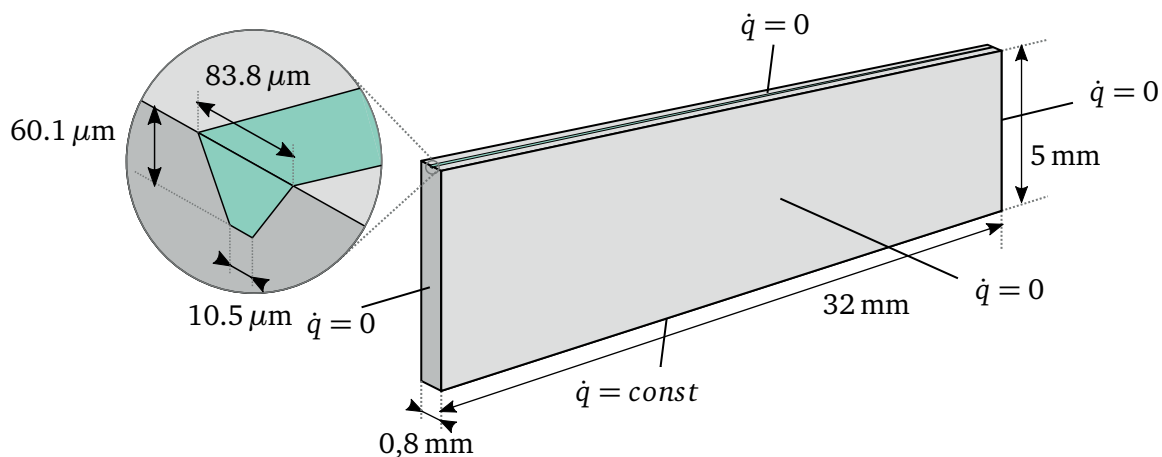
Das implementierte Wärmeübergangsmodell lässt sich im einphasigen Fall für den Spezialfall einer konstanten Wandtemperatur  $T_W$  mit einer analytischen Lösung vergleichen. Im stationären Fall wird die Energiebilanz des Fluids hierbei zu:

$$\dot{m}c_p \frac{\partial T}{\partial z} = \alpha U (T_W - T) \quad (4.42)$$

Sofern keine großen Temperaturunterschiede auftreten, können die Eigenschaften des Fluids als konstant angenommen werden. Wenn darüber hinaus der thermische Einlaufbereich des Fluids vernachlässigt werden kann, ergibt sich in diesem Fall in quadratischen Kanälen eine konstante Nusselt Zahl von  $Nu=2,68$ . Bei einer Eintrittstemperatur von  $T_{\text{ein}}$  ergibt sich hierfür:

$$T(z) = T_W + (T_{\text{ein}} - T_W) \exp\left(-z \frac{Nu\lambda U}{\dot{m}c_p D_H}\right) \quad (4.43)$$

Sofern sichergestellt ist, dass der thermische Einlauffeffekt zu vernachlässigen ist und von einer laminaren Strömung ausgegangen werden kann, ist diese Lösung interessanterweise unabhängig von Kanaldurchmesser und hängt ausschließlich vom Durchfluss und der Eintritts- bzw. der Wandtemperatur ab. In Abbildung 4.9 wird diese Lösung mit entsprechenden Simulationsergebnissen des FVM-Modells verglichen. Auch hier werden zwei unterschiedlich feine Gitter getestet. Bei Verwendung des feineren Gitters werden hierbei deutlich bessere Ergebnisse erreicht als mit dem gröberen Gitter. Dies liegt an dem relativ ungenauen Verfahren zur Fluid-Wand-Kopplung, das lediglich eine Fehlerordnung von 1 aufweist, aber aus numerischer Sicht den Vorteil hat, dass ein Überschwingen der Temperatur ausgeschlossen werden kann. Aus diesem Grund werden für alle weiteren Simulationen in dieser Arbeit stets Gitter mit in Strömungsrichtung mindestens 100 Intervallen eingesetzt.



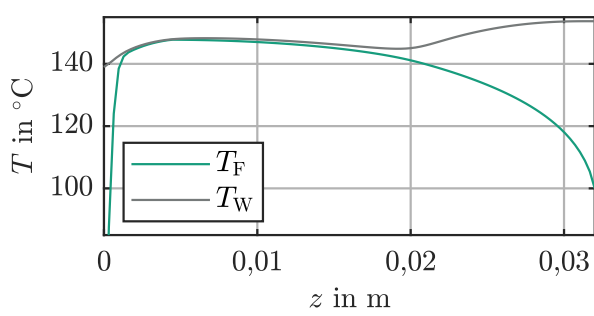
**Abbildung 4.10.:** Geometrie der Beispielsimulation mit einem von unten beheizten Kanal von Typ Nr. 2

#### 4.2.4 Simulationsbeispiel

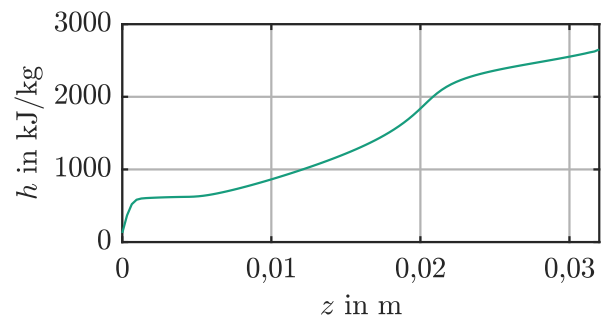
Im folgenden Beispiel wird das FVM-Modell verwendet, um einen Verdampfer vom Typ Nr. 2 bei einer Heizrate von 60 W zu untersuchen. Dieser Wärmestrom genügt, um einen Massenstrom von 85 g/h bei einer Eintrittstemperatur von 30 °C vollständig zu verdampfen. Der Einfachheit halber wird nur ein einzelner Kanal modelliert, sodass sich ein Massenstrom von 1,7 g/h und eine Heizrate von 1,2 W pro Kanal ergeben. Aus Symmetriegründen reicht es zudem aus, nur die untere Hälfte des Verdampferkörpers zu modellieren. Um allerdings die selbe axiale Wärmeleitfähigkeit zu erreichen, wird die angenommenen Breite des Verdampfers verdoppelt, sodass sich die in Abbildung 4.10 dargestellte Geometrie ergibt. Der Festkörper wird in Längsrichtung in 100 Zellen und in senkrechter Richtung in 5 Zellen aufgeteilt. Das Gitter des Fluidbereichs besteht ebenfalls aus 100 Intervallen. Die Wärmeleitfähigkeit des Festkörpers beträgt weiterhin 40 W/m/K. Um zu einer konvergenten stationären Lösung zu gelangen, wird zunächst mit einem sehr hohen Fluidstrom von 20 g/h gerechnet, sodass der Verdampfer einphasig durchströmt wird. Dieser Fluidstrom wird anschließend mit jedem Zeitschritt um 0,1 % verringert, sodass das Wasser zunächst am Austritt zu sieden beginnt und den Verdampfer schließlich vollständig dampfförmig verlässt. Es wird jeweils mit relativ großen Zeitschritten von 0,1 s gerechnet, sodass jeweils annähernd stationäre Lösungen erreicht werden. Im gezeigten Beispiel werden sowohl der Reibungsdruckverlust als auch der Dampfphasenanteil über das Modell der idealen Ringströmung modelliert, während der Wärmeübergang im Zweiphasengebiet über die Korrelation von Kim und Mudawar [61, 60] beschrieben wird. Während das Konvergenzverhalten des FVM-Modells im einphasig durchströmten Bereich sehr gut ist und die Simulation entsprechend schnell abläuft, verschlechtert sich das Konvergenzverhalten im Zweiphasenbereich deutlich, da hier die Stoffeigenschaften wie Dichte und der effektiven Mischungsviskosität stark von der Enthalpie abhängen und sich somit lokal stark ändern. Um dennoch zu einer konvergierenden Lösung zu gelangen, werden relativ kleine Unterrelaxationsfaktoren von  $\omega=0,3$  für die Massen- bzw. Impulsbilanz und  $\omega=0,1$  für die Energiebilanzen eingesetzt. Besonders ab dem Beginn des Dryouts verschlechtert sich das Konvergenzverhalten nochmals wesentlich, da nun auch der Wärmeübergang sehr stark vom lokalen Dampfanteil abhängt.

In Abbildung 4.11 sind die Simulationsergebnisse zum Zeitpunkt  $t=1304$  s wiedergegeben, an dem der Austrittsdampfanteil etwa den Wert 1 annimmt. Die Temperatur des Festkörpers liegt hier zwischen 139 °C am Eintritt und 157 °C an der dem Kanal abgewandten Austrittsseite. Aufgrund des Reibungsdruckverlusts stellt sich ein Eintrittsdruck von 4,50 bar ein, was einem Druckverlust von 3,49 bar entspricht. Das einströmende Fluid erwärmt sich zunächst sehr schnell bis es bei etwa 148 °C den Siedepunkt

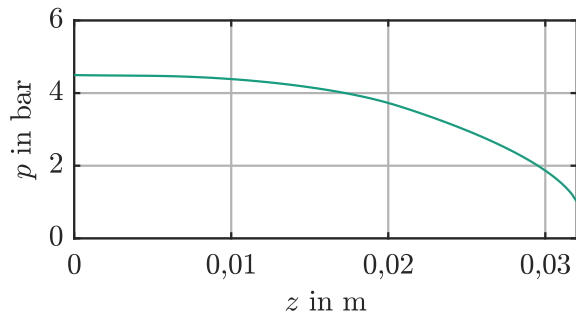




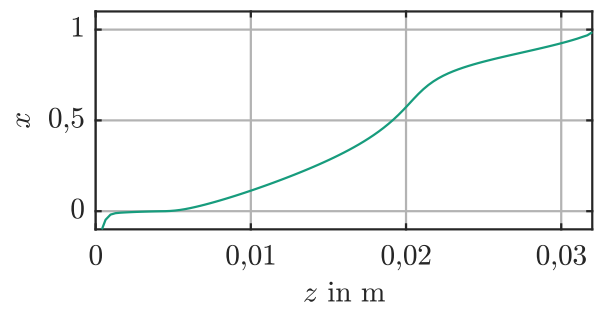
(a) Temperatur des Fluids und der Kanalwand



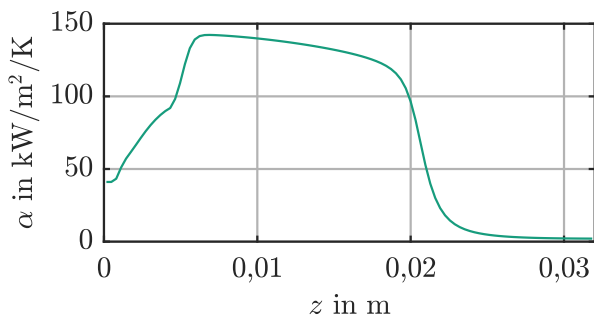
(b) spezifische Enthalpie



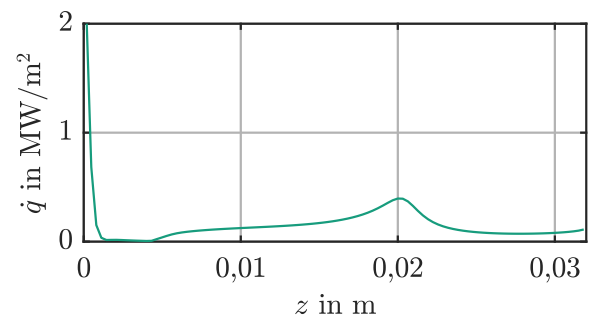
(c) Druck



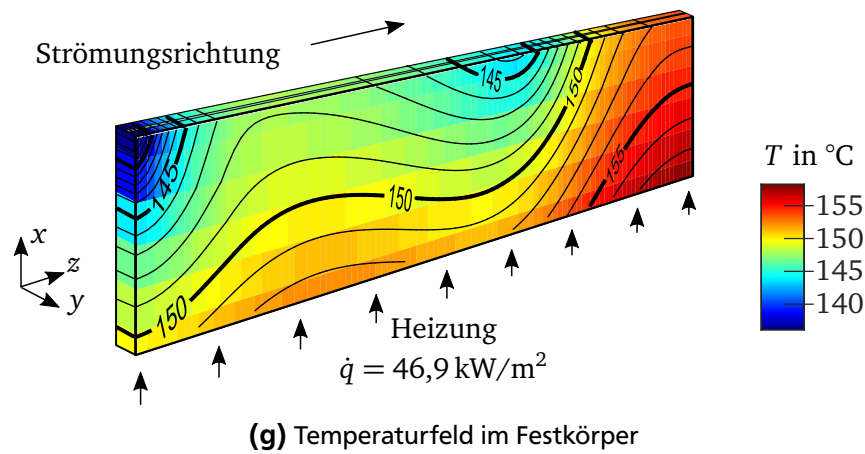
(d) Dampfanteil



(e) Wärmeübergangskoeffizient



(f) an das Fluid übertragene Wärmestromdichte

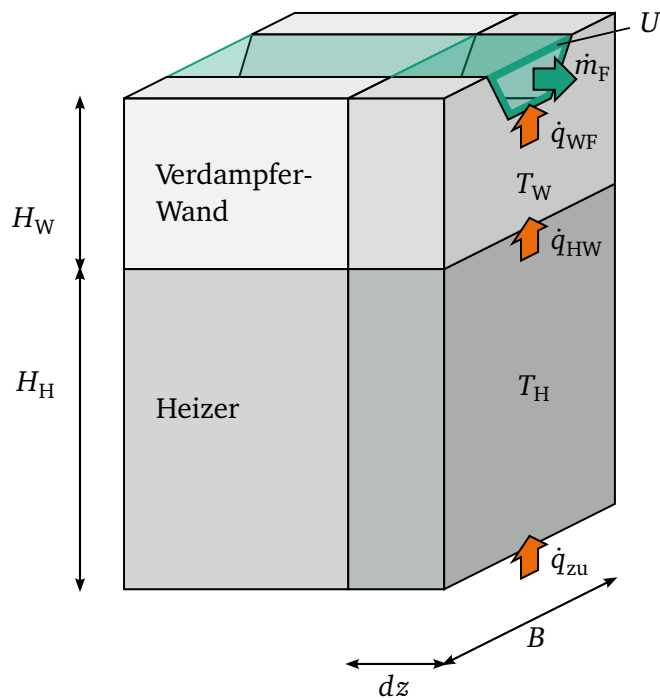


(g) Temperaturfeld im Festkörper

**Abbildung 4.11.:** Druckprofil und Temperaturverteilung in einem mit 1,2 W beheizten Mikrokanal in einem Verdampfer vom Typ 2 bei einem Austrittsdampfanteil von  $x_{\text{aus}} = 1$

---

erreicht. Ab diesem Punkt befindet sich das Fluid durchgehend im Zweiphasengebiet, sodass die Temperatur mit dem in Strömungsrichtung abnehmendem Druck ebenfalls abnimmt. Entsprechend verlässt das Fluid den Verdampfer mit Normalsiedetemperatur. Mit Einsetzen der Zweiphasenströmung steigt der Wärmeübergangskoeffizient zunächst an, bis er etwa ab der Hälfte des Kanals aufgrund des Dryouts massiv abfällt. Bedingt durch den schlechten Wärmeübergangskoeffizienten nach dem Dryout, steigt die Wandtemperatur im hinteren Bereich des Verdampfers stark an. Aufgrund der Wärmeleitung im Festkörper wird eine in Strömungsrichtung sehr ungleichmäßige Wärmestromdichte an das Fluid übertragen. Die höchste Wärmestromdichte wird aufgrund der hohen Temperaturdifferenz direkt am Verdampfer-  
eintritt erreicht. Anschließend folgt ein kurzer Bereich in dem mangels treibender Temperaturdifferenz praktisch keine Wärme übertragen wird. Ein zweites Maximum erreicht der Wärmestrom zu Beginn der zweiten Hälfte des Kanals, da an diesem Punkt einerseits bereits eine hohe treibende Temperaturdifferenz vorliegt und andererseits der Wärmeübergangskoeffizient noch nicht sehr stark abgefallen ist. Im Festkörper findet Wärmeleitung stets in Richtung des Temperaturgradienten und damit orthogonal zu den Isothermen statt. Daher lässt sich anhand Abbildung 4.11g beobachten, wie die Wärme stets in Richtung der Orte mit dem maximalen Wärmeübergang transportiert wird. An den Stellen, an denen nur ein geringer Wärmeübergang stattfindet, liegen die Isothermen entsprechend weit auseinander, da hier nur wenig Wärme transportiert wird und entsprechende ein sehr geringer Temperaturgradient in anliegt. Am unteren Rand des Festkörpers, liegt aufgrund der gleichmäßigen Wärmezufuhr ein konstanter Temperaturgradient  $x$ -Richtung an. Aufgrund der gleichzeitig stattfindenden axialen Wärmeleitung gibt es jedoch auch hier einen signifikanten Temperaturgradienten in  $z$ -Richtung.



**Abbildung 4.12.:** schematische Darstellung der Geometrie des vereinfachten, eindimensionalen Verdampfermodells

### 4.3 Vereinfachte stationäre Modellierung

Das zuvor vorgestellte FVM-Modell beschreibt das dynamische Verhalten von Mikrokanalverdampfern anhand der in Kapitel 2 vorgestellten Ansätze ohne wesentliche Vereinfachungen. Daher ist es prinzipiell geeignet sowohl das dynamische als auch das stationäre Verhalten von unterschiedlichen Verdampfern, unter anderem solchen mit parallelen und querverbundenen Kanälen, detailliert zu beschreiben. Eingeschränkt wird der Einsatzbereich jedoch durch das Konvergenzverhalten der Simulationen. Vor allem am Übergang zwischen ein- und zweiphasigem Bereich führen die erheblichen Veränderungen der Stoffeigenschaften bisweilen zu einem schlechten Konvergenzverhalten, sodass das Modell hier nur unter Einsatz von sehr kleinen Unterrelaxationsfaktoren zu konvergenten Lösungen führt oder überhaupt nicht konvergiert.

Für umfangreiche Parameterstudien ist der Code daher nur sehr eingeschränkt geeignet. Aus diesem Grund wird in diesem Abschnitt nun ein weniger komplexes eindimensionales Modell für beheizte Einzelkanäle entwickelt. Hiermit lässt sich das stationäre Betriebsverhalten von Verdampfern mit deutlich geringerem numerischen Aufwand für weite Parameterbereiche untersuchen.

#### 4.3.1 Vereinfachungen und Annahmen

Die Erhaltungsgleichungen für einen durchströmten Einzelkanal lassen sich im stationären Fall zu einem eindimensionalen, gewöhnlichen Randwertproblem vereinfachen, das sich relativ leicht lösen lässt. Hierzu wird im Folgenden angenommen, dass sich das Fluid stationär durch einen eindimensionalen Einzelkanal bewegt und über den gesamten Kanalumfang beheizt wird. Der Festkörper wird in zwei Teilbereiche unterteilt, die jeweils als eindimensionale, miteinander verbundene Stäbe beschrieben werden. Eine Skizze des vereinfachten Systems ist in Abbildung 4.12 dargestellt.

## Vereinfachte Gleichungen

Die Massenbilanz lässt sich im stationären Fall erheblich reduzieren.

$$\frac{\partial \dot{m}}{\partial z} = 0 \quad (4.44)$$

Somit ist der Massenstrom im betrachteten Kanal an jeder Stelle gleich dem von außen vorgegebenen Eintrittsmassenstrom und ist von daher an jeder Stelle bereits im Voraus bekannt.

Die stationäre Impulsbilanz lässt sich aus Gleichung 2.30 ableiten:

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{2Po\dot{m}}{D_H^2 A} \nu - \frac{1}{A} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{\dot{m}^2}{A\rho'} \right) \quad (4.45)$$

Diese Gleichung lässt sich nun in eine gewöhnliche Differentialgleichung erster Ordnung umformen. Um dabei neben der Druckänderung in Strömungsrichtung auch die Impulsänderung zu berücksichtigen, muss hierfür ein modifizierter dynamischer Druck  $p^*$  eingeführt werden.

$$\frac{\partial p^*}{\partial z} = -\frac{2Po}{D_H^2} \frac{\dot{m}}{A} \nu - \frac{\dot{m}^2}{A^3 \rho'} \frac{\partial A}{\partial z} \quad (4.46)$$

Der modifizierte dynamische Druck  $p^*$  bildet sich hierbei gemäß:

$$p^*(p, h) = p + \frac{\dot{m}^2}{A^2 \rho'(p, h)} \quad (4.47)$$

Im Fall eines konstanten Kanalquerschnitts entfällt zusätzlich der letzte Term in Gleichung 4.46. Da sowohl die effektive kinematische Viskosität  $\nu$  als auch die Impulsdichte  $\rho'$  Funktionen des Druckes  $p$  sind, muss dieser zur Lösung der Impulsbilanz jeweils iterativ über Gleichung 4.47 bestimmt werden.

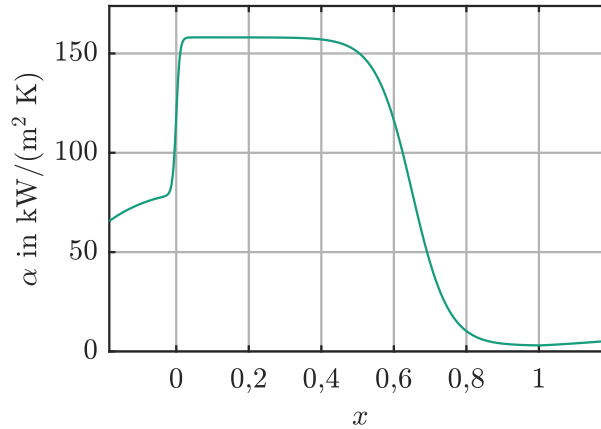
Auch die Energiebilanz des Fluids (Gleichung 2.32) lässt sich im stationären Zustand erheblich vereinfachen:

$$\dot{m} \frac{\partial h}{\partial z} = \dot{q}_{WF} U \quad (4.48)$$

Um das axiale Temperaturfeld im Festkörper zu beschreiben, wird dieser in zwei Bereiche eingeteilt: die relativ dünne Verdampferwand selbst und die deutlich dickere Heizbacke. Auf diese Weise kann die zur Bestimmung der übertragenen Wärmeströme benötigte Wandtemperatur explizit ausgewertet werden. So ergeben sich die Energiebilanzen für den Festkörper in der Verdampferwand und in der Heizbacke:

$$\frac{\partial^2 T_W}{\partial z^2} = \frac{U\dot{q}_{WF} - B\dot{q}_{HW}}{BH_W \lambda_W} \quad (4.49)$$

$$\frac{\partial^2 T_H}{\partial z^2} = \frac{U\dot{q}_{HW} - B\dot{q}_{zu}}{BH_H \lambda_H} \quad (4.50)$$



**Abbildung 4.13.:** vereinfachter Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten für Wasser bei 1 bar in einem  $30\text{ }\mu\text{m}$ -Verdampfer, mit  $c_{2\text{Ph}} = 2$  und  $x_{\text{DO}} = 0,65$

Hierbei beschreibt  $B$  die Breite des Festkörpers während  $H_{\text{H}}$  und  $H_{\text{W}}$  die Höhen von Heizbacke und der Verdampferwand beschreiben (siehe Abbildung 4.12). Von der von den Heizbacken wird hierbei der Wärmestrom  $\dot{q}_{\text{HW}}$  an den Verdampfer übertragen:

$$\dot{q}_{\text{HW}} = (T_{\text{H}} - T_{\text{W}}) \frac{1}{\frac{H_{\text{W}}}{2\lambda_{\text{W}}} + \frac{H_{\text{H}}}{2\lambda_{\text{H}}}} \quad (4.51)$$

## Wärmeübergang

Der Wärmeübergang berechnet sich gemäß:

$$\dot{q}_{\text{WF}} = \alpha(T_{\text{W}} - T_{\text{F}}) \quad (4.52)$$

Wie im FVM-Modell wird der Wärmeübergangskoeffizient auch im vereinfachten Modell über drei gewichtete Terme beschrieben. Es hat sich gezeigt, dass bei der Vollverdampfung vor allem der Wärmeübergangskoeffizient im Post-Dryout-Regime einen erheblichen Einfluss auf die Simulationsergebnisse hat, während der genaue Wert des sehr viel höheren Wärmeübergangskoeffizienten beim Zweiphasensieden sich nur unwesentlich auswirkt. Zudem zeigt es sich, dass der kritische Dampfanteil nach Kim und Mudawar [60] praktisch immer zwischen 0,6 und 0,7 liegt. Daher wird hier im Zweiphasengebiet eine vereinfachte Wärmeübergangsbeziehung angenommen, bei der der Wärmeübergangskoeffizient pauschal als ein vielfaches des Wertes im unterkühlten Bereich angenommen wird ( $\alpha_{2\text{Ph}} = c_{2\text{Ph}}\alpha_{\text{L}}$ ). Außerdem wird auch der kritische Dampfanteil  $x_{\text{DO}}$  im Voraus auf einen festen Wert gesetzt.

Für die weitere Untersuchung wird der Parameter  $c_{2\text{Ph}}$  auf 2 und der kritische Dampfanteil auf 0,65 gesetzt. Auf diese Weise ergibt sich der in Abbildung 4.13 beispielhaft dargestellte Verlauf des Wärmeübergangskoeffizienten.

## Lösungsverfahren

Gleichungen 4.48 bis 4.50 lassen sich zu einem einzigen System gewöhnlicher nichtlinearer Differentialgleichung erster Ordnung zusammensetzen. Dabei werden Gleichungen 4.49 und 4.50 jeweils zu

zwei unabhängigen Differentialgleichungen erster Ordnung reduziert. Hierzu wird jeweils die zusätzliche Variable  $T'$  eingeführt:

$$T'_i = \frac{\partial T_i}{\partial z} \quad \text{mit } i \in \{H, W\} \quad (4.53)$$

Auf diese Weise erhält man ein System aus insgesamt sechs gewöhnlichen Differentialgleichungen erster Ordnung:

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{pmatrix} p^* \\ h \\ T_W \\ T'_W \\ T_H \\ T'_H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{2Po}{D_H^2} \frac{\dot{m}}{A} \nu + \frac{\dot{m}^2}{A^3} \frac{\partial A}{\partial z} \\ \dot{q}_{WF} U \\ T'_W \\ \frac{U\dot{q}_{WF} - B\dot{q}_{HW}}{BH_W\lambda_W} \\ T'_H \\ \frac{U\dot{q}_{HW} - B\dot{q}_{zu}}{BH_H\lambda_H} \end{pmatrix} \quad (4.54)$$

Durch die elektrischen Beheizung kann die an die Heizbacken abgegebene Wärmestromdichte  $\dot{q}_{zu}$  als konstant angenommen werden. Weiterhin wird angenommen, dass sowohl die Heizbacken als auch der Verdampfer selbst an den Enden isoliert sind. Somit ergeben sich die Randbedingungen zu:

$$p(z = L) = p_{\text{aus}} \quad (4.55)$$

$$h(z = 0) = h_{\text{ein}} \quad (4.56)$$

$$T'_W(z = 0) = 0 \quad (4.57)$$

$$T'_W(z = L) = 0 \quad (4.58)$$

$$T'_H(z = 0) = 0 \quad (4.59)$$

$$T'_H(z = L) = 0 \quad (4.60)$$

Das sich hieraus ergebene Gleichungssystem lässt sich beispielsweise mit dem Löser für eindimensionale Randwertprobleme *bvp5c*[58] des kommerziellen Mathematikprogramms MATLAB lösen, welcher auf der Finite-Differenzen-Methode basiert.

Im praktischen Betrieb wird der zugeführte Wärmestrom  $\dot{Q}_{zu}$  meist so geregelt, dass die Temperatur des Heizers am hinteren Ende des Verdampfers einen bestimmten Sollwert  $T_{\text{set}}$  erreicht:

$$T_H(z = L) = T_{\text{set}} \quad (4.61)$$

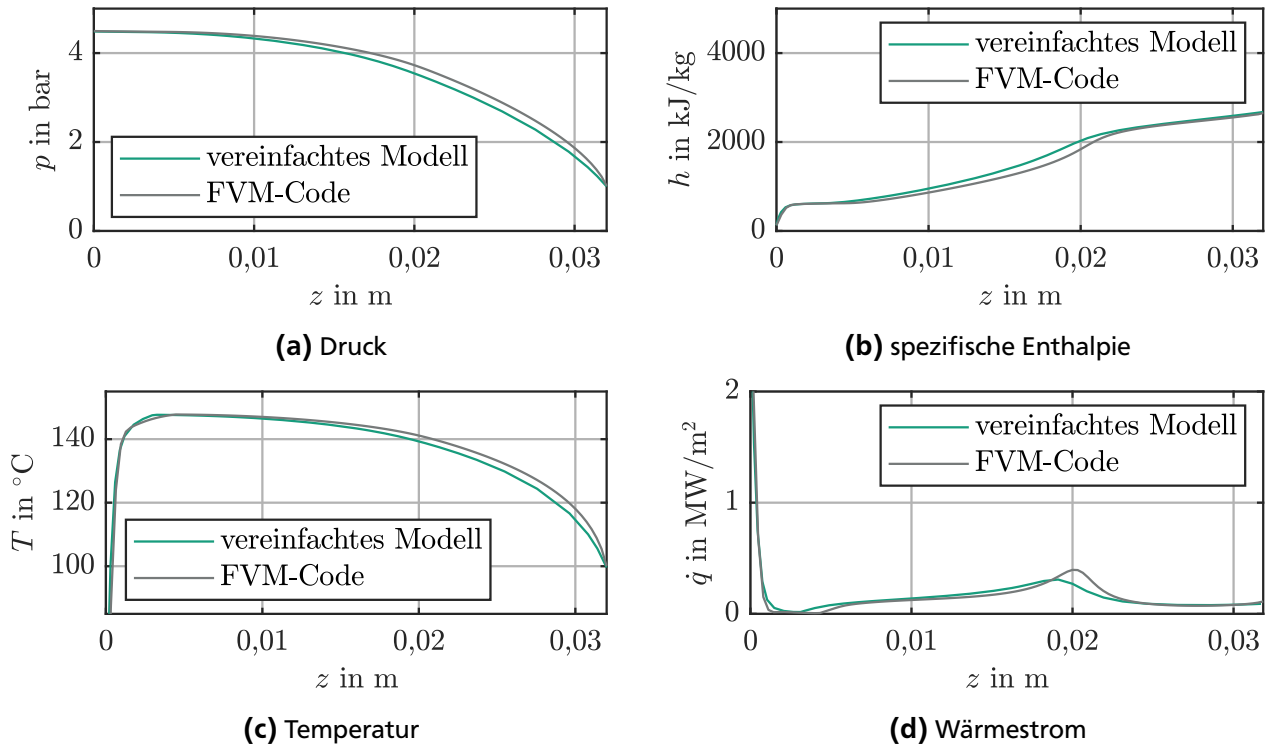
Als Ergebnis erhält man in diesem Fall aufgrund der zusätzlichen Nebenbedingung neben den numerischen berechneten Funktionsverläufen als zusätzlichen Parameter auch die jeweils zugeführte elektrische Wärmestromdichte  $\dot{q}_{zu}$ .

---

#### 4.3.2 Vergleich zwischen FVM-Code und vereinfachtem Modell

---

Zur Validierung des vereinfachten Modells, wird dieses anhand des in Unterabschnitt 4.2.4 vorgestellten Beispiels mit dem FVM-Modell verglichen. Auch hier wird ein Wärmestrom von 1,2 W und ein Durchfluss von 1,7 g/h vorgegeben, sodass sich ein Dampfanteil am Austritt von 1 ergibt. In Abbildung 4.14 sind die axialen Verläufe der Strömungsgrößen und des Wärmeübergangs für beide Modelle wiedergege-



**Abbildung 4.14.:** Vergleich von FVM Simulation und 1D Modell

ben. Aufgrund der Energiebilanz ergibt sich direkt, dass die spezifische Enthalpie des Fluids am Austritt für beide Modelle gleich sein muss. Entsprechend sind die jeweils übertragenen Wärmeströme für beide Modelle insgesamt gleich groß. Im Vergleich fällt jedoch auf, dass die beiden Maxima des übertragenen Wärmestroms für das FVM-Modell stärker ausgeprägt sind als die, die sich aus dem vereinfachten Modell ergeben. Dies liegt primär an dem hierfür eingesetzten vereinfachten Wärmeübergangsmodell. Auch im lokalen Verlauf des Druckes unterscheiden sich beide Modelle geringfügig. Für beide Modelle ergibt sich jedoch insgesamt derselbe Gesamtdruckverlust. Daher kann festgehalten werden, dass sich die beiden Modelle zwar im lokalen Verlauf der Strömungsgrößen und Temperaturen geringfügig unterscheiden, global jedoch die selben Ergebnisse liefern. Aus diesem Grund kann im folgenden Kapitel das vereinfachte Modell eingesetzt werden um das globale Verhalten von Mikrokanalverdampfern mit jeweils experimentellen Werten zu vergleichen.





# 5 Vergleichende Ergebnisse und Diskussion

Zur Validierung wird im Folgenden das vereinfachte Einzelkanalmodell mit den experimentellen Befunden aus Kapitel 3 verglichen. Hierauf aufbauend können im Anschluss gezielt Parameterstudien durchgeführt werden, um Aussagen über optimierte Verdampfergeometrien aufzustellen.

## 5.1 Vergleich experimenteller und numerischer Ergebnisse

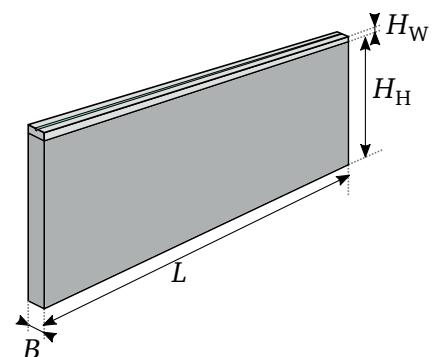
Um das vereinfachte stationäre Einzelkanalmodell anwenden zu können, muss von einer gleichmäßigen Durchströmung der parallelen Kanäle ausgegangen werden. Weiterhin wird nur der Teil des Festkörpers modelliert, der direkt unter den Verdampferkanälen liegt, da kompliziertere Geometrien hierbei nicht berücksichtigt werden können. Die geometrischen Parameter die im Folgenden zur Simulation der unterschiedlichen Verdampfer verwendet werden, sind in Abbildung 5.1 zusammengefasst. Da nur die untere Hälfte des Verdampfers und der Heizbacken modelliert wird, wird jeweils die doppelte Breite des Festkörpers eingesetzt, um dieselbe axiale Leitfähigkeit zu erhalten. Die eingesetzten hydraulischen Durchmesser der Kanäle entsprechen jeweils den in Abschnitt 3.3.1 angepassten Werten. Der Druckverlust sowie die Phasenverteilung werden im Folgenden stets über das Modell der idealen Ringströmung beschrieben.

### 5.1.1 Globales Betriebsverhalten von Verdampfer Nr. 1-3

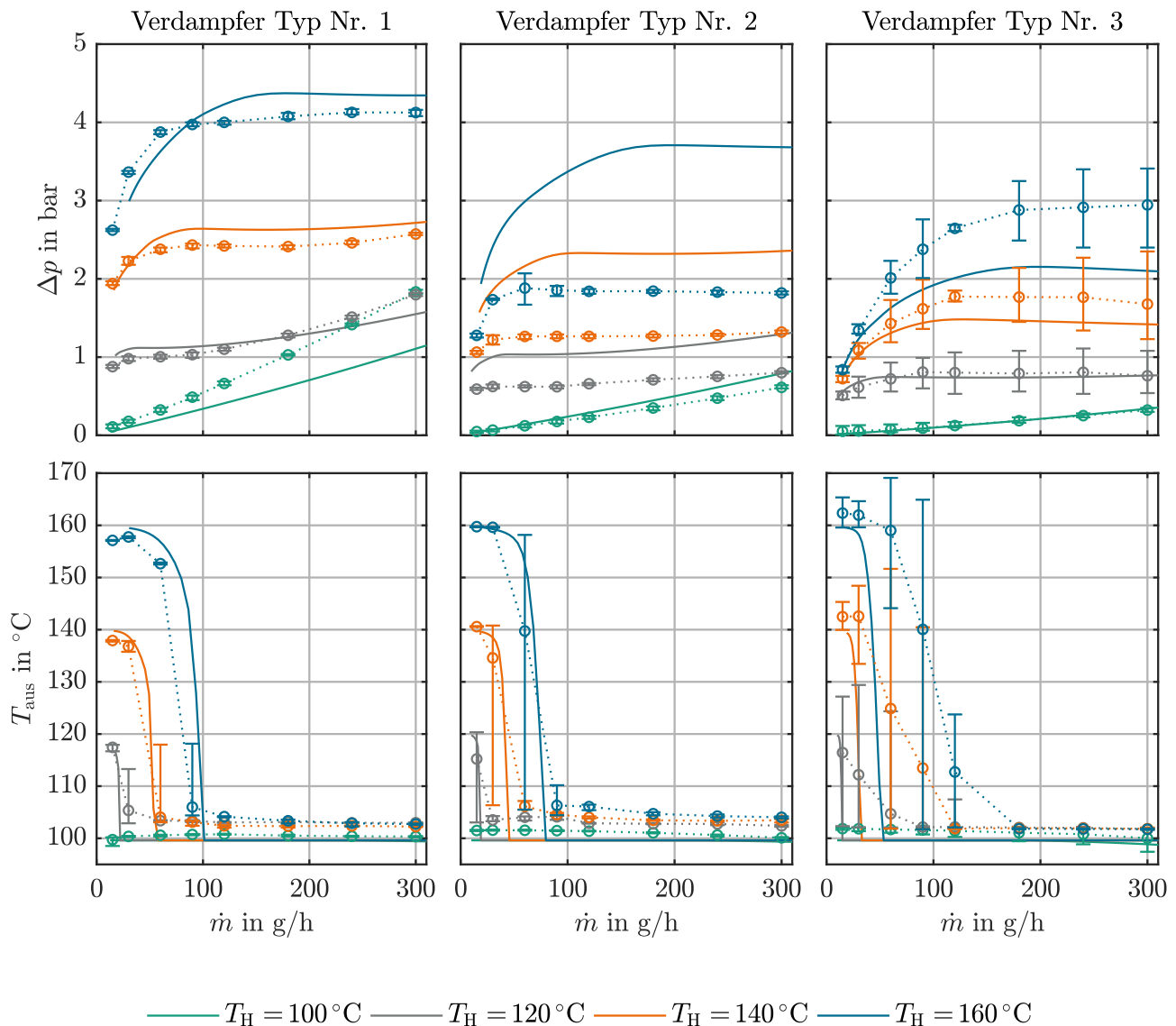
Indem das sich einstellende stationäre Betriebsverhalten bei unterschiedlichen Massenströmen und Heizertemperaturen modelliert wird, lassen sich die entsprechenden Druckverlustkurven numerisch ermitteln.

**Tabelle 5.1.:** Simulationsparameter Einzelkanal

Verdampfer			Nr. 1	Nr. 2	Nr. 3
Gesamtlänge	$L$	mm	32	32	32
Höhe Heizbacke	$H_H$	mm	20	20	20
Höhe Verdampfer	$H_W$	mm	2	2	2
Festkörperbreite (gesamt)	$B_{ges}$	mm	20	20	20
Kanalzahl (rechnerisch)	$n$	-	200	50	12
Hyd. Durchmesser	$D_H$	$\mu\text{m}$	31,8	48,2	84,4
Poiseuillezahl	$Po$	-	14,12	13,86	13,33
Nusseltzahl einphasig	$Nu_Q$	-	3,50	3,30	3,10
Kanalumfang	$U$	$\mu\text{m}$	139	235	440
Breite pro Kanal	$B$	mm	0,2	0,8	3,2



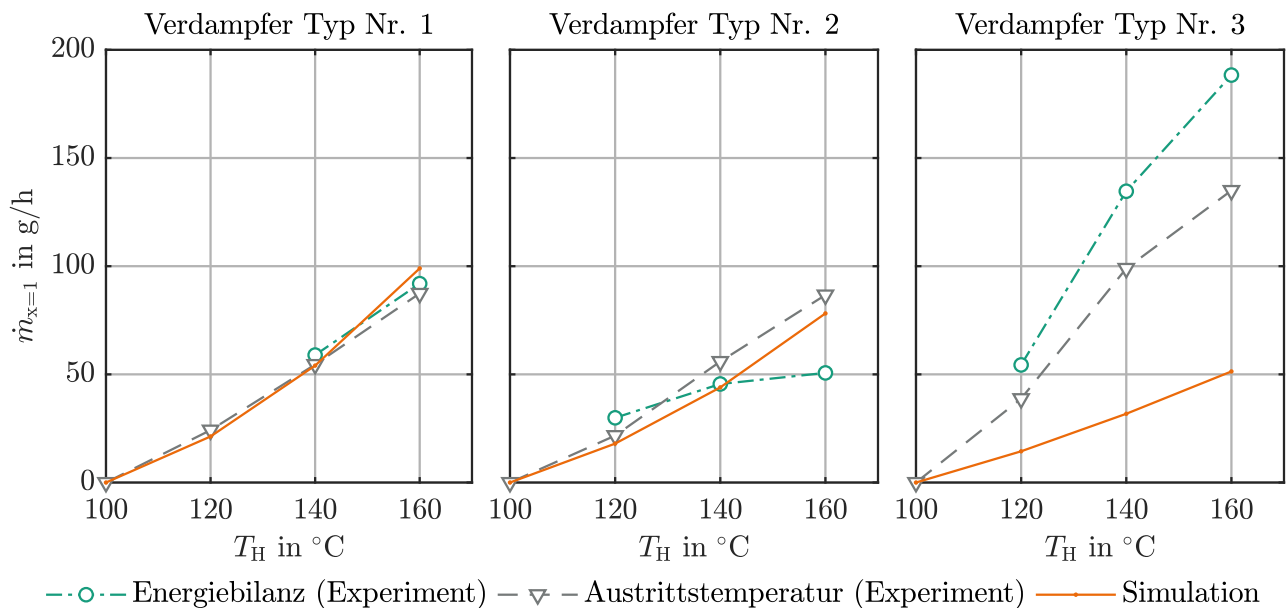
**Abbildung 5.1.:** Geometrie und Abmaße Einzelkanal



**Abbildung 5.2.:** Durchverlust und Austrittstemperatur: Vergleich zwischen Messwerten (Punkte) und Simulationsergebnissen (durchgezogene Linien)

### Druckverlust und Austrittstemperatur

In Abbildung 5.2 sind die experimentell bestimmten Druckverluste und Austrittstemperaturen zusammen mit den entsprechenden stationären Simulationsergebnissen für die unterschiedlichen getesteten Verdampfer wiedergegeben. Zu erkennen ist, dass das numerische Modell besonders für Verdampfer Nr. 1 sehr gute Ergebnisse liefert. Lediglich der Druckverlust bei einer Heizertemperatur von 100 °C wird in der Simulation unterschätzt. Dies liegt möglicherweise daran, dass im Experiment lokal Temperaturen über 100 °C erreicht wurden, wodurch hier bereits eine geringe Menge Dampf erzeugt wurde, die bereits zu einem höheren Druckverlust führt. Genauso ist jedoch auch denkbar, dass einzelne Kanäle hier durch festsitzende Dampfblasen blockiert wurden und die übrigen Kanäle entsprechend stärker durchströmt wurden. Im Gegensatz zu Verdampfer Nr. 1 gibt es beim Druckverlust von Verdampfer Nr. 2 deutlich größere Abweichungen zwischen Experiment und Simulation. Denkbar ist, dass dies daran liegt dass sich über den Verdampferkanälen aufgrund eines zu geringen Anpressdrucks ein Spalt gebildet hat, der zu einem signifikant vergrößerten Strömungsquerschnitt führt. Auch bei Verdampfer Nr. 3 gibt es deutliche



**Abbildung 5.3.:** maximale Vollverdampfungsraten für Verdampfer Nr. 1-3: Vergleich zwischen Experiment und Simulation

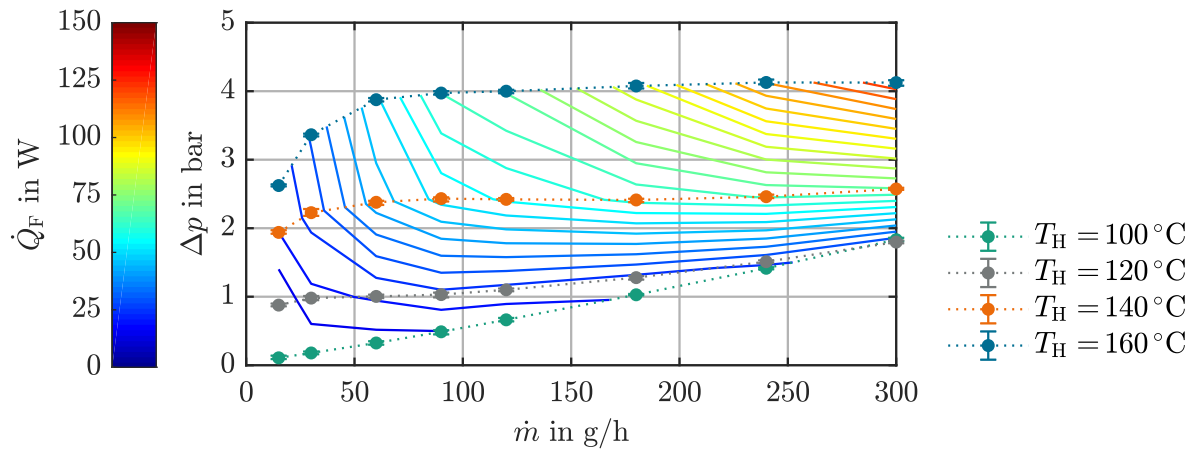
Abweichungen zwischen Experiment und Simulation. Hier kommt neben der eventuell denkbaren Spaltbildung über dem Verdampferkanal zusätzlich zum Tragen, dass sich dieser an nahezu allen getesteten Betriebspunkten im instationären Betrieb befindet.

### Maximale Vollverdampfungsrate

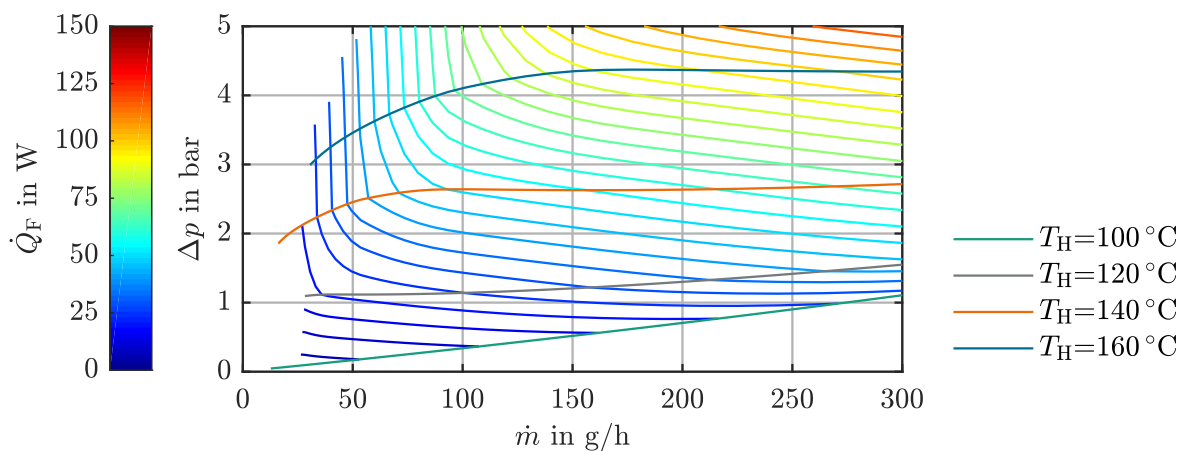
Die numerisch und experimentell bestimmten maximalen Vollverdampfungsraten sind in Abbildung 5.3 jeweils als Funktion der Heizertemperatur dargestellt. Dem Modell nach ist die maximale Vollverdampfungsrates für Verdampfer Nr. 1 etwa doppelt so groß wie für Verdampfer Nr. 3. Experimentell lässt sich dies jedoch nicht bestätigen. Während das numerische Modell das Verhalten von Verdampfer Nr. 1 gut reproduzieren kann, kommt es bei Verdampfern 2 und 3, wie schon beim Druckverlust, zu erheblichen Abweichungen.

### Druckverlust und Heizrate

In Abbildung 5.4 sind die Druckverlustlinien für konstante zugeführte Heizraten in Form von Isolinien sowohl für die Experimente als auch für die Simulationen wiedergegeben. Demzufolge lässt sich sowohl der Druckverlust als auch der Wärmeübergang für Verdampfer Nr. 1 gut mit dem Modell überein. Gut zu erkennen ist, dass das Modell den gemessenen Verlauf der Kurven gut reproduzieren kann. Auch hier ist die Steigung der Druckverlustlinien im überhitzten Bereich durchweg negativ. Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass das im Rahmen dieser Arbeit vorgestellte Modell besonders für den Verdampfer mit  $30\mu\text{m}$  Kanälen gute Ergebnisse liefert. Dies lässt sich unter anderem damit erklären, dass die Bond- und Reynoldszahlen hier minimal sind.



(a) Messwerte

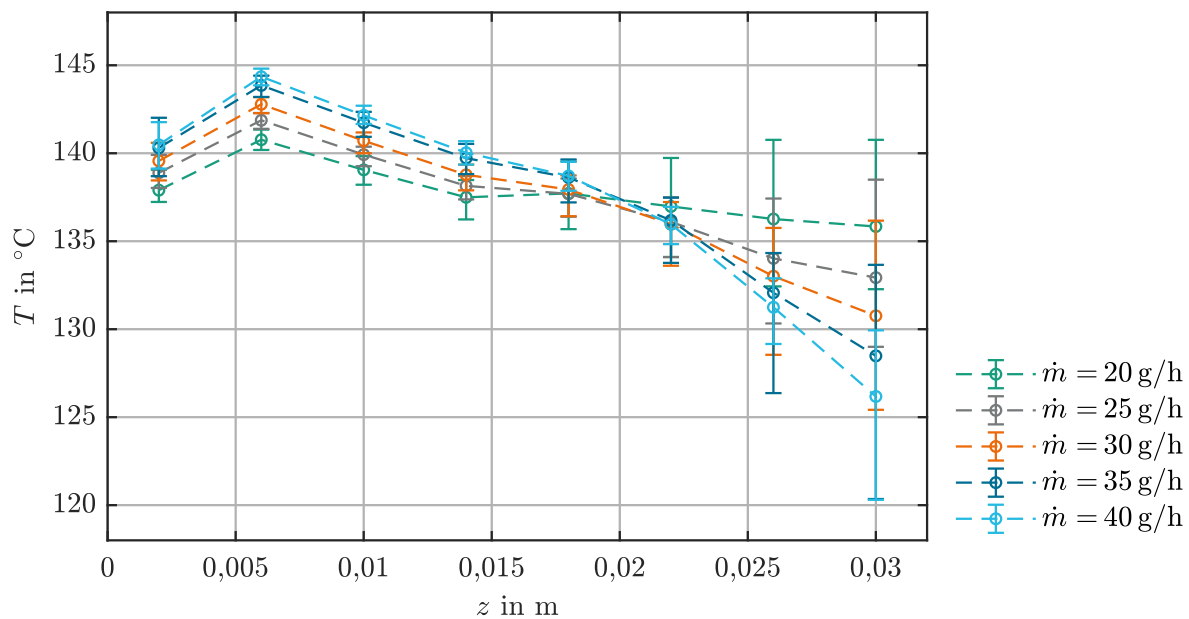


(b) Simulation

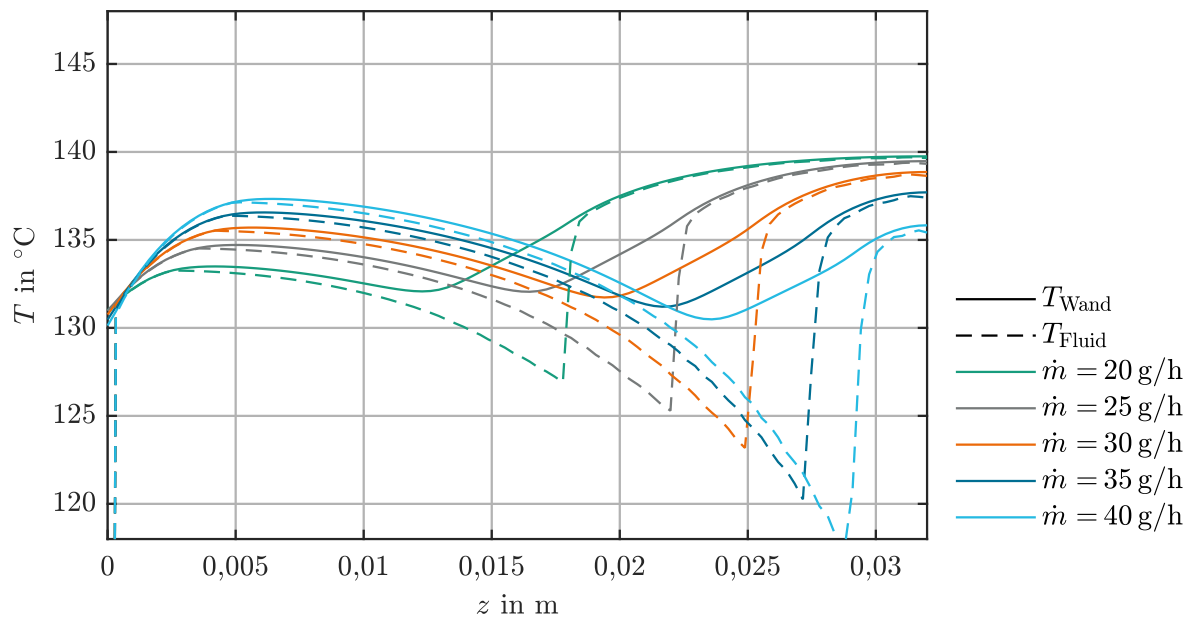
**Abbildung 5.4.:** Druckverlustkurven von Verdampfer Nr. 1 bei unterschiedlichen Heizertemperaturen sowie interpolierte Isolinien für konstante übertragenen Heizraten

### 5.1.2 Lokale Temperaturverteilung im Verdampfer

Die bislang vorgestellten globalen Betriebscharakteristiken von Verdampfer Nr. 1 bis 3 erlauben es primär Aussagen über deren Leistungsfähigkeit aufzustellen. Um tiefergehende Einblicke in das lokale Verhalten der Verdampfer und somit in die Mechanismen im inneren der Verdampfer zu gewinnen, wurde zusätzlich eine abgeänderte Variante von Verdampfer Nr. 1 gefertigt, in der insgesamt acht Temperaturmesstellen unter der Kanaloberfläche angebracht wurden. Hierdurch ist es möglich die axialen Temperaturprofile in der Kanalwand zu bestimmen. In Abbildung 5.5 ist das gemessene axiale Temperaturprofil im Verdampfer bei einer Heizertemperatur von 140 °C bei Massenströmen zwischen 10 und 40 g/h zusammen mit den modellierten Temperaturprofilen wiedergegeben. In diesem Betriebsbereich wird das Fluid stets vollständig verdampft und überhitzt. Zu erkennen ist, dass das gemessene Temperaturprofil bei niedrigen Massenströmen nahezu isotherm ist, während die Temperatur bei höheren Massenströmen in Strömungsrichtung stark abnimmt. Durch den hierdurch verursachten Temperaturgradienten in der Verdampferwand wird somit Wärme an das Austrittsende des Verdampfers geleitet, wo demnach ein Großteil der Wärmeübertragung an das Fluid stattfindet. Dass im vorderen Bereich des Verdampfers weniger Wärme übertragen wird, liegt daran, dass hier aufgrund des hohen Druckverlusts die hier erforderliche Siedetemperatur nicht erreicht wird und somit keine Verdampfung stattfinden kann.



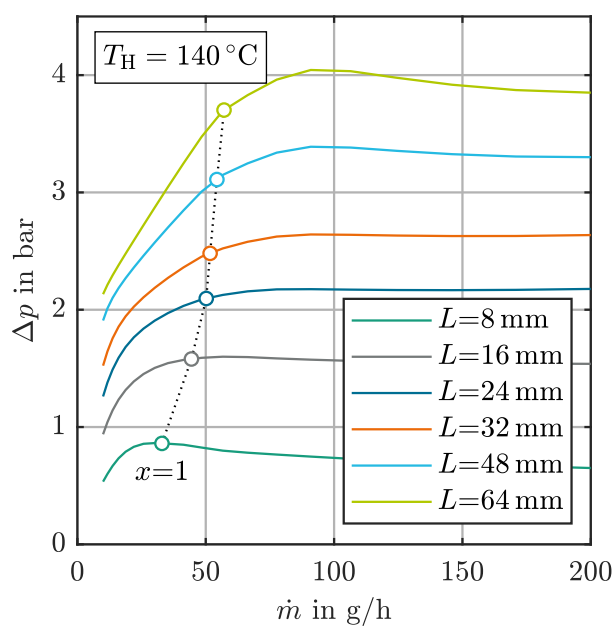
(a) gemessene Temperaturprofile in der Kanalwand



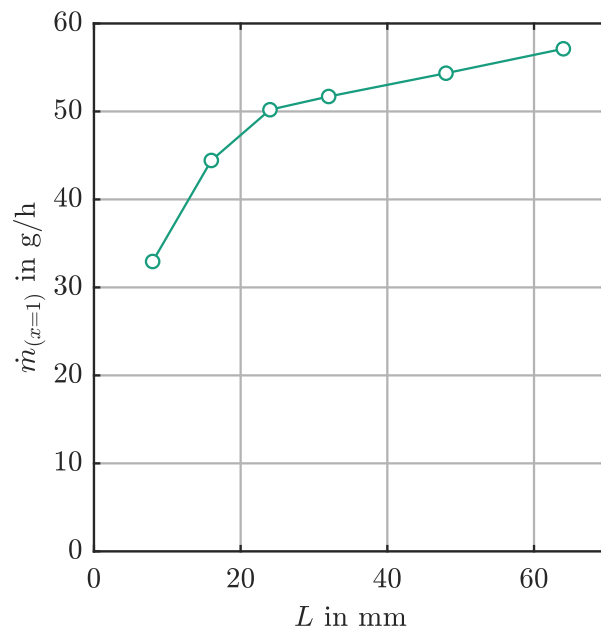
(b) Simulation

**Abbildung 5.5.:** axiales Temperaturprofil in einem Verdampfer vom Typ Nr. 1 mit insgesamt acht Temperaturmessstellen bei variablen Massenströmen und einer Heizertemperatur von 140 °C

Die simulierten Verläufe der Wandtemperatur unterscheiden sich dagegen bisweilen erheblich von den in der Kanalwand gemessenen Werten. Aufgrund des Dryouts, nimmt der Wärmeübergangskoeffizient dem Modell nach im hinteren Bereich des Verdampfers stark ab, wodurch hier eine hohe treibende Temperaturdifferenz erforderlich ist, um das Fluid zu verdampfen. Hierdurch müsste die Temperatur am Ende des Verdampfers zunehmen. Dies lässt sich experimentell jedoch nicht bestätigen. Die gemessenen Temperaturen in der Wand liegen deutlich näher an der jeweils simulierten Fluidtemperatur. Dies deutet darauf hin, dass hier der Wärmeübergang wesentlich besser als angenommen ist. Eine mögliche Erklärung hier-



(a) Druckverlust



(b) maximale Vollverdampfungsrate

Abbildung 5.6.: Einfluss der Kanallänge auf das Verdampferverhalten

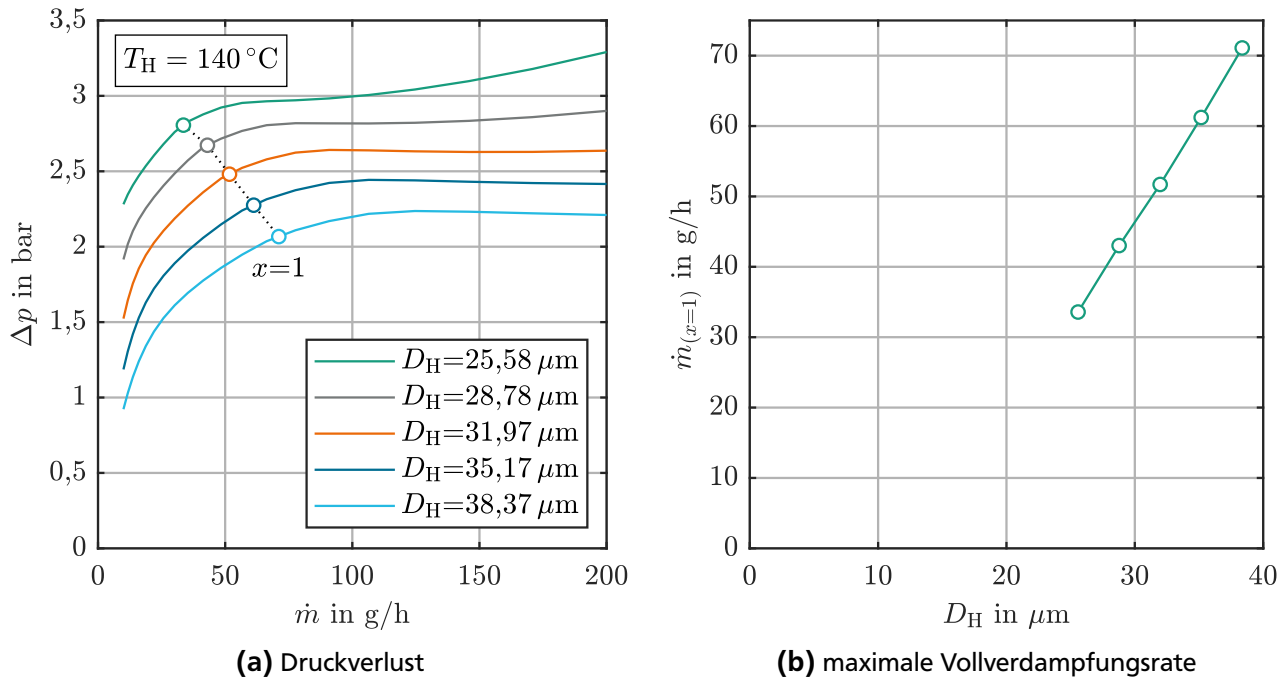
für ist, dass der Dryout aufgrund der fertigungsbedingt relativ rauen Kanalwände hier deutlich weniger stark ausgeprägt ist als angenommen. Dies unterstreicht den Bedarf an weiterführenden experimentellen Untersuchungen des Wärmeübergangs im Bereich der Vollverdampfung. Wie jedoch im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, wirken sich diese lokalen Abweichungen zwischen Experiment und Modell nur bedingt auf die globalen Betriebscharakteristiken aus.

## 5.2 Parameterstudie und Optimierung der Verdampfergeometrie

Der Einfluss der unterschiedlichen geometrischen Einflussfaktoren lässt sich über eine Parameterstudie mithilfe von Simulationen gezielt herausarbeiten. Im Folgenden wird daher der Einfluss der Kanallänge und des Kanaldurchmessers auf den sich einstellenden Druckverlust sowie auf die Leistungsfähigkeit des Verdampfers untersucht. Weiterhin wird auch der sich aus der Höhe der Heizplatten ergebende Einfluss der axialen Wärmeleitung untersucht. Als Referenzfall wird hierzu der Basisverdampfer Nr. 1 bei einer Heizertemperatur von  $140^\circ\text{C}$  herangezogen. Als charakteristische Größe für die Leistungsfähigkeit der Verdampfer wird auch hier die maximale Vollverdampfungsrate herangezogen.

### 5.2.1 Einfluss der Kanallänge

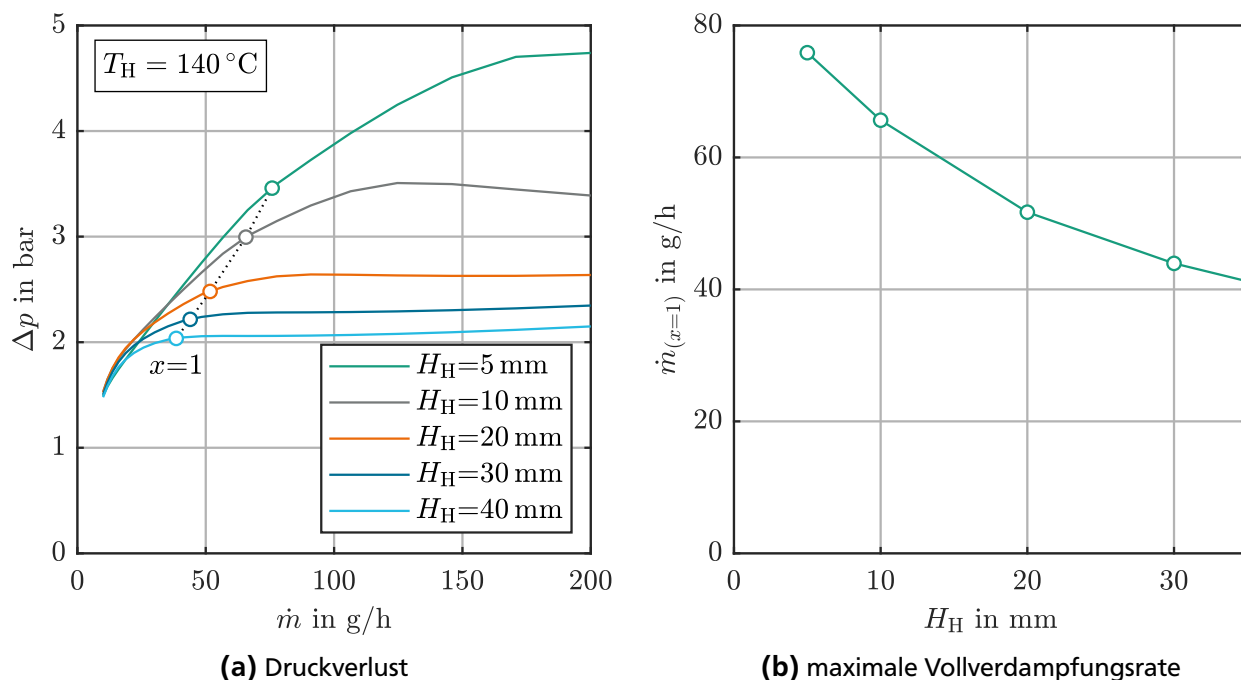
Der Einfluss der Kanallänge auf die Verdampferleistung ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Zu erkennen ist, dass sich die Kanallänge stark auf den Druckverlust auswirkt, ohne dass sich dadurch die maximale Vollverdampfungsrate signifikant erhöht. Insbesondere bei Kanälen, die länger sind als der Basisverdampfer, erhöht sich die Leistungsfähigkeit des Verdampfers nur unwesentlich. Es zeigt sich aber, dass die Steigung der Druckverlustkurve im Bereich der Vollverdampfung mit zunehmender Kanallänge ebenfalls zunimmt, was die Betriebsstabilität theoretisch erhöhen könnte. Im Fall des kürzesten betrachteten Verdampfers mit einer Kanallänge von 8 mm nimmt der Druckverlust am Punkt der Vollverdampfung dagegen mit zunehmendem Durchfluss ab, sodass dieser Verdampfer eine Ledinegg Instabilität aufweist.



**Abbildung 5.7.:** Einfluss des Kanaldurchmessers auf das Verdampferverhalten

### 5.2.2 Einfluss des Kanaldurchmessers

Um den Einfluss des Kanaldurchmessers zu bewerten, wurde dieser jeweils um 10% bzw. 20% verringert sowie vergrößert, wodurch sich entsprechend auch die Strömungsgeschwindigkeiten und damit die Reynoldszahlen ändern. In Abbildung 5.7 sind die sich ergebenden stationären Druckverlustkennlinien sowie die jeweiligen maximalen Vollverdampfungsraten wiedergegeben. Bei einer Verringerung des Kanalquerschnitts erhöht sich erwartungsgemäß der Druckverlust. Allerdings führt dies nicht zu einem Anstieg der Verdampferkapazität, obwohl der Wärmeübergangskoeffizient hierbei zunimmt. Bei einer sowohl fluiddynamisch, als auch thermisch ausgebildeten Laminarströmung ist der übertragene Wärmestrom unabhängig vom Durchmesser, da bei einer Verkleinerung zwar der Wärmeübergangskoeffizient zunimmt, die Wärmeübertragungsfläche jedoch in gleichem Maße abnimmt. Lediglich der Reibungsdruckverlust steigt bei dünneren Kanälen an. Bei einer siedenden Strömung führt der mit abnehmendem Kanaldurchmesser zunehmende Druckverlust jedoch dazu, dass nur noch in einem kleineren Bereich des Kanals die Siedetemperatur erreicht wird, sodass insgesamt weniger Fluid verdampfen kann. Demnach wäre es sinnvoll, die Kanaldurchmesser möglichst groß zu wählen, da hierdurch gleichzeitig der Druckverlust als auch die maximale Vollverdampfungsrate erhöht werden kann. Eingeschränkt wird dies jedoch einerseits durch fertigungstechnische Begrenzungen, da zwischen zwei parallelen Kanälen stets eine gewisse Mindestwandbreite bestehen muss, um die Kanäle voneinander abzugrenzen. Gleichzeitig wurde in Kapitel 3 gezeigt, dass die Verdampfer mit zunehmendem Kanaldurchmesser vermehrt zu instabilem Verhalten neigen. Da die konkreten Ursachen für diese Instabilitäten im Rahmen dieser Arbeit bislang nicht zufriedenstellend geklärt werden können, sind bei einer Änderung des Kanaldurchmessers jeweils neue experimentelle Untersuchungen unumgänglich.



**Abbildung 5.8.:** Einfluss der Höhe der Heizbacken auf das Verdampferverhalten

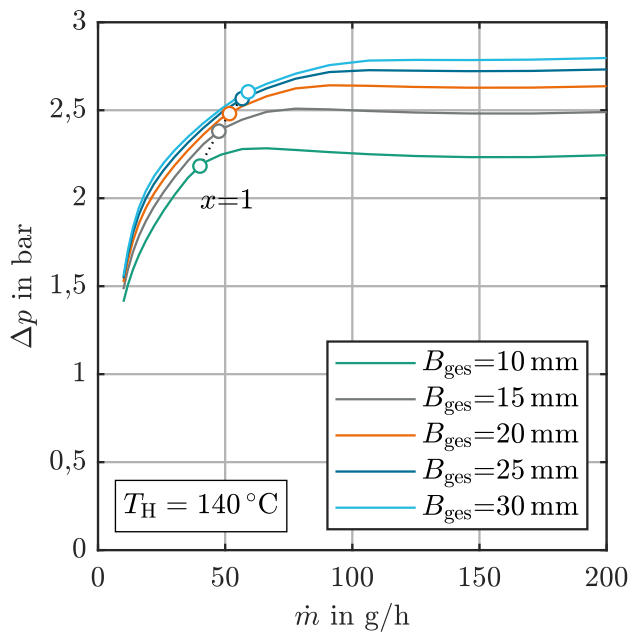
### 5.2.3 Einfluss des Wärmeleitung im Festkörper

In Abbildung 5.8 ist der Einfluss der Heizerdicke  $H_H$  auf das Verhalten des Verdampfers wiedergegeben. Je dicker die Heizplatten sind, desto größer ist der Einfluss der axialen Wärmeleitung in der Kanalwand. Zu erkennen ist, dass die Dicke der Heizbacken einen starken Einfluss auf das stationäre Betriebsverhalten des Verdampfers hat. Es zeigt sich, dass sich im Fall von dünneren Heizplatten bei gleicher Heizertemperatur deutlich höhere Wärmeströme übertragen lassen, als dies bei dickeren Heizbacken der Fall ist. Dies liegt jedoch weniger an der axialen Wärmeleitung innerhalb des Festkörpers, sondern viel mehr daran, dass die dickere Heizbacke einen zusätzlichen Wärmetransportwiderstand darstellt, weshalb in diesem Fall weniger Wärme übertragen wird. Entsprechend führt, wie in Abbildung 5.9 dargestellt, eine Verringerung der Breite der Heizbacken zu einem größeren Wärmeleitungswiderstand in der Kanalwand, sodass in diesem Fall die maximale Vollverdampfungsrate abnimmt.

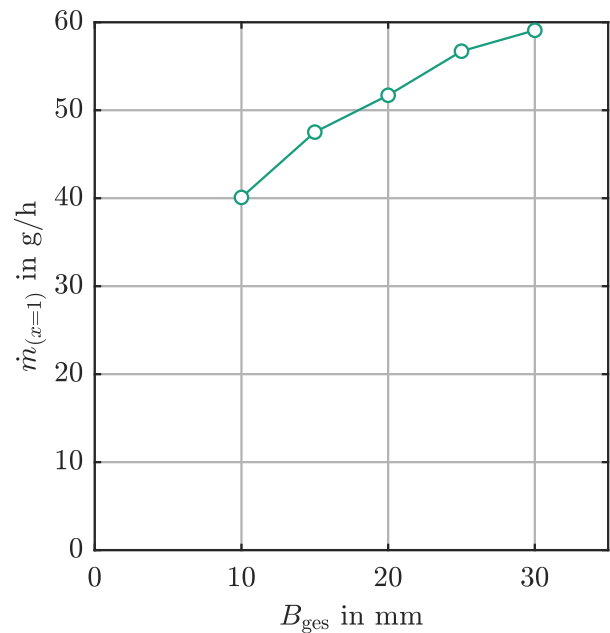
### 5.2.4 Einfluss der Kanalanzahl

Bei dem hier angewandten stationären Einzelkanalmodell wird stets von einer gleichmäßigen Durchströmung der parallelen Einzelkanäle ausgegangen. Wird ein einfaches *numbering up* durchgeführt, würde die maximale Vollverdampfungsrate bei einer Erhöhung der Kanalzahl dementsprechend proportional zunehmen. Andererseits ist es aus fertigungstechnischen Gründen nicht möglich, die Einzelkanäle beliebig dicht aneinander zu setzen. In Abbildung 5.10 wird daher dargestellt, wie sich eine Veränderung der Kanalzahl auf das stationäre Betriebsverhalten auswirkt, wenn jeweils das Gesamtkanalvolumen und damit auch die Wärmeübertragungsfläche konstant gehalten wird. Wie in Abbildung 5.11 dargestellt, ändert sich in diesem Fall lediglich das Aspektverhältnis des Gesamtverdampfers. Gut zu erkennen ist, dass ein Verdampfer mit sehr vielen entsprechend kürzeren Kanälen einerseits zu einem niedrigeren Druckverlust und andererseits zu einer deutlich vergrößerten maximalen Dampferzeugungsrate führt. Bei der Detailauslegung solcher optimierter Verdampfer ist jedoch zu beachten, dass eine gleichmäßige



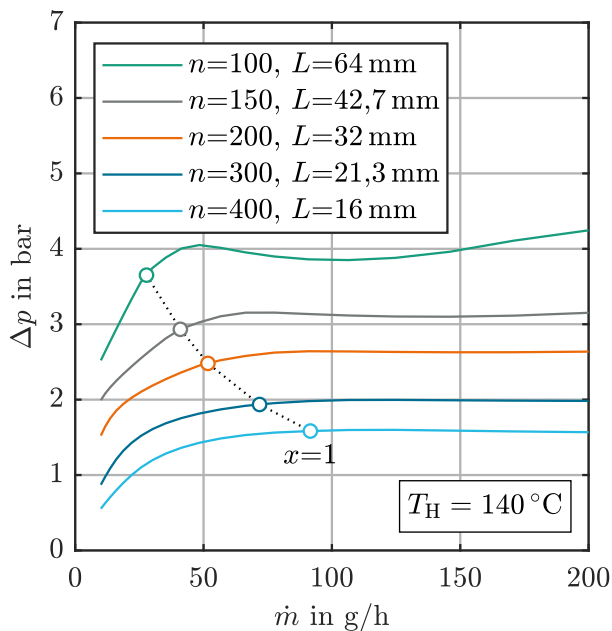


(a) Druckverlust

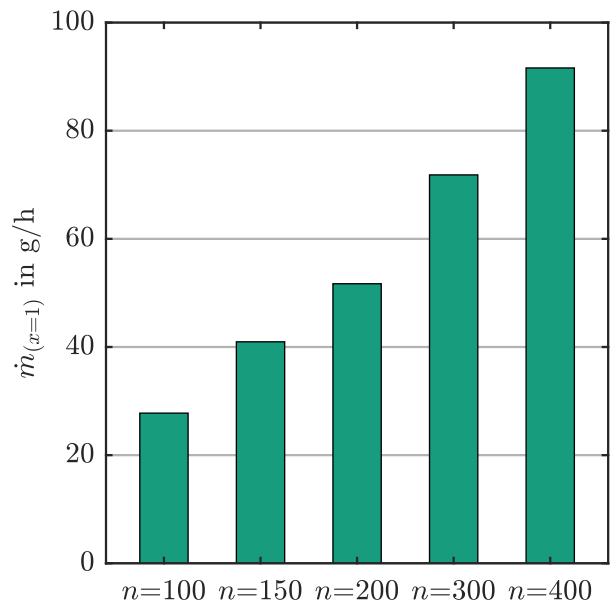


(b) maximale Vollverdampfungsrate

**Abbildung 5.9.:** Einfluss der Breite der Heizbacken auf das Verdampferverhalten bei einer gleichbleibenden Kanalzahl

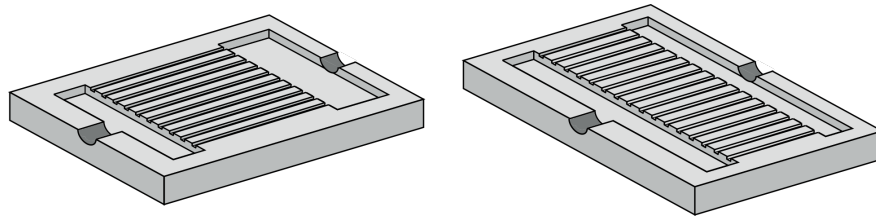


(a) Druckverlust



(b) maximale Vollverdampfungsrate

**Abbildung 5.10.:** Einfluss der Kanallänge auf das berechnete Verdampferverhalten bei gleichbleibender Wärmeübertragerfläche



**Abbildung 5.11.:** Skizze zweier Verdampfer mit derselben Wärmeübertragungsfläche; links: wenige lange Kanäle; rechts: mehrere entsprechend kürzere Kanäle

Durchströmung der Einzelkanäle gewährleistet sein muss. Da sehr breite Verdampfer einen entsprechend langen Eintrittsverteiler erfordern, kann es in diesem Fall jedoch vorkommen, dass der hier auftretende Reibungsdruckverlust zu einer ungleichmäßigen Durchströmung führt. Weiterhin nimmt die Steigung der Druckverlustkurve mit zunehmender Kanallänge zu. Wie in Abbildung 5.6 gezeigt wurde, führt dies dazu, dass Verdampfer mit sehr kurzen Kanälen eine Ledinegg-Instabilität aufweisen und somit die Voraussetzung für das Auftreten von Druckverlustoszillationen erfüllen. Aus diesem Grund scheint es angebracht in praktischen Anwendungen eine gewisse Mindestkanallänge einzuhalten. Inwiefern sich eine solche Designanpassung auf die Betriebsstabilität auswirken würde, kann im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht abschließend geklärt werden. Da die stationäre Druckverlustkennlinie hier im überhitzten Bereich in allen untersuchten Fällen eine positive Steigung aufweist, liegt hier keine Ledinegg-Instabilität vor. Bei eventuell auftretenden Fluktuationen des Massenstroms und des Eintrittsdrucks handelt es sich demnach nicht um klassische Druckverlustoszillationen. Tiefere Einblicke in das dynamische Betriebsverhalten der hier betrachteten Mikrokanalverdampfer anhand des in Kapitel 4 vorgestellten FVM-Modells, scheitern jedoch an dessen bislang nicht zufriedenstellenden Konvergenzverhalten.

---

## 6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Einsatz von Mikrokanalverdampfer zur Erzeugung von kleinen bis mittleren Dampfströmen untersucht. Zunächst wurde hierfür ein umfassender Überblick über die theoretischen Beschreibungsansätze der in diesen Verdampfern auftretenden Strömungsformen gegeben. Das betrachtete Anwendungsfeld zeichnet sich typischerweise durch kleine Bond- und Reynoldszahlen aus. Nach aktuellem Stand des Wissens treten in diesem Parameterbereich typischerweise laminare Ringströmungen auf. Für den Grenzfall der idealen laminaren Ringströmung in runden Kanälen konnte eine geschlossene analytische Lösung für das Strömungsprofil hergeleitet werden. Hierdurch ist es möglich, den sich einstellenden Reibungsdruckverlust sowie die Volumenanteile beider Phasen exakt zu berechnen. Es wurde gezeigt, dass dieses Modell insbesondere bei der Vollverdampfung bei kleinen Bond- und Reynoldszahlen zu guten Abschätzungen des sich einstellenden Druckverlusts führt, ohne dass hierfür auf empirische Parameter zurückgegriffen werden muss.

Im Rahmen experimenteller Arbeiten wurde das Betriebsverhalten von praktisch eingesetzten Mikrokanalverdampfern systematisch untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass bei einer konstanten Heizertemperatur der Druckverlust im vollverdampfenden Betrieb mit zunehmendem Durchfluss zunimmt, wodurch diese Verdampfer nicht ledinegg-instabil sind. Die im Zusammenhang mit Mikrokanalverdampfern häufig genannten Druckverlustoszillationen können hier demnach nicht auftreten. Dennoch unterlag der gemessene Druckverlust bei allen getesteten Verdampfern periodischen Oszillationen mit Frequenzen deutlich unterhalb 0,1 Hz. Es konnte gezeigt werden, dass das Ausmaß dieser Oszillationen maßgeblich vom Kompressibilitätsverhalten des Systems zur Flüssigkeitszufuhr abhängt. Durch eine Verringerung der Kompressibilität stromaufwärts des Verdampfers konnten die auftretenden Temperaturschwingungen maßgeblich gesenkt werden. Hierzu wurde ein Drucksensor entfernt, der über ein gasgefülltes Volumen verfügt. Weiterhin konnte im Rahmen der experimentellen Untersuchungen gezeigt werden, dass sich das dynamische Verhalten des kompressiblen Systems vor dem Verdampfer sehr gut über eine einfache Massenbilanz beschreiben lässt.

Um allgemeinere Vorhersagen über das Verhalten von Mikrokanalverdampfern aufstellen zu können, wurde ein umfangreicher FVM-Code entwickelt, der einerseits die Fluidodynamik innerhalb einer verzweigten Kanalstruktur möglicher Verdampferdesigns über eine eindimensionale Modellierung abbildet und andererseits das dreidimensionale Temperaturfeld im Festkörper beschreiben kann. Aufgrund numerischer Schwierigkeiten lässt sich dieses Modell jedoch bislang nur für gewisse Parameterbereiche einsetzen. Daher wurde zusätzlich ein deutlich vereinfachtes Einzelkanalmodell entwickelt, über das sich das stationäre Verhalten von Mikrokanalverdampfern unter Berücksichtigung der Wärmeleitung in der Kanalwand beschreiben lässt. Im Gegensatz zum FVM Modell erlaubt das eindimensionale Modell zwar keine Aussagen über die dynamischen Vorgänge innerhalb des Verdampfers, erfordert jedoch deutlich weniger Rechenleistung. Im Vergleich mit den durchgeführten Experimenten zeigt es sich, dass das numerische Modell speziell für kleine Kanäle mit hydraulischen Durchmessern von  $32\text{ }\mu\text{m}$  eine gute Übereinstimmung liefert. Die Phasenverteilung sowie der Druckverlust wurde dabei stets über das Modell der idealen Ringströmung berechnet, was ein deutlicher Beleg dafür ist, dass hier tatsächlich vor allem Ringströmungen auftreten. Bei größeren Kanaldurchmessern von 48 bzw.  $84\text{ }\mu\text{m}$  gibt es dagegen größerer Abweichungen zwischen Experiment und Simulation. Ursächlich hierfür können unter anderem die hier auftretenden Oszillationen sein. Hinzu kommt dass es hinsichtlich der Fertigungsgenauigkeit der Verdampfer bislang noch deutliches Optimierungspotential gibt. Über eine Parameterstudie konnte herausgestellt werden, dass eine Verlängerung der Kanäle, die maximale Vollverdampfungsrate nur unwesentlich erhöht. Dagegen konnte gezeigt werden, dass mehr, entsprechend kürzere Kanäle

---

bei gleicher Wärmeübertragungsfläche deutlich höhere Verdampfungsraten ermöglichen und gleichzeitig einen niedrigeren Druckverlust verursachen. Für zukünftige Arbeiten wäre es wünschenswert, zu überprüfen, inwiefern sich diese Ergebnisse experimentell bestätigen lassen. Weiterhin hat es sich gezeigt, dass speziell für den Wärmeübergang jenseits der Siedekrise bislang noch keine hinreichend genauen Modelle zur Verfügung stehen, über die sich der hier auftretende Wärmeübergang beschreiben lässt. Im Hinblick auf die Entwicklung leistungsfähigerer Mikrokanalvollverdampfer, wäre es daher sehr nützlich, den Wärmeübergang auch im Post-Dryout-Regime über experimentelle Untersuchungen genauer zu untersuchen.

Die Möglichkeiten des im Rahmen dieser Arbeit entwickelten FVM-Modells konnten bislang aufgrund des schwachen Konvergenzverhaltens nicht vollständig ausgenutzt werden. Sofern es in Zukunft möglich ist, die numerischen Schwierigkeiten in den Griff zu bekommen, würde sich ein völlig neues Werkzeug zur Untersuchung der innerhalb des Verdampfers auftretenden dynamischen Vorgänge eröffnen. Durch zusammenführen des FVM-Modells mit dem in Kapitel 3 vorgestellten Ansatz zur Beschreibung des kompressiblen Volumens in der Flüssigkeitszuleitung könnte darüber hinaus herausgearbeitet werden, welchen Einfluss die thermische Trägheit auf die Stabilität der Verdampfer hat.

---

# Literatur

- [1] B. Agostini, J. R. Thome, M. Fabbri, B. Michel, D. Calmi und U. Kloter. “High heat flux flow boiling in silicon multi-microchannels – Part I: Heat transfer characteristics of refrigerant R236fa”. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51.21-22 (2008), S. 5400–5414.
- [2] M. I. Ali, M. Sadatomi und M. Kawaji. “Adiabatic two-phase flow in narrow channels between two flat plates”. In: *The Canadian journal of chemical engineering* 71.5 (1993), S. 657–666.
- [3] E. Anderson, Z. Bai, C. Bischof, S. Blackford, J. Demmel, J. Dogarra, J. Du Croz, A. Greendaum, S. Hammarling, A. McKenney und D. Sorensen. *LAPACK users’ guide*. 3rd ed. Bd. 9. Software, environments, tools. Philadelphia, Pa: Society for Industrial and Applied Mathematics (SIAM 3600 Market Street Floor 6 Philadelphia PA 19104), 1999.
- [4] ANSYS®. “ANSYS fluent”. In: *Academic Research. Release* 14 (2015).
- [5] A. A. Armand. “The resistance during the movement of a two-phase system in horizontal pipes”. In: *Izv. Vses. Teplotekh. Inst.* 1 (1946), S. 16–23.
- [6] M. M. Awad und Y. S. Muzychka. “Effective property models for homogeneous two-phase flows”. In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 33.1 (2008), S. 106–113.
- [7] H. D. Baehr und K. Stephan. *Wärme- und Stoffübertragung*. 8. Aufl. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2013.
- [8] M. Bahrami, M. M. Yovanovich und J. R. Culham. “Pressure Drop of Fully-Developed, Laminar Flow in Microchannels of Arbitrary Cross-Section”. In: *Proceedings of ICMM2005 3rd International Conference on Microchannels and Minichannels* 3 (2005), S. 269–280.
- [9] T. Baier und K. S. Drese. “Effizientes Temperaturmanagement mit mikrostrukturierten Wärmetauschern”. In: *CIT Plus* 10 (2004).
- [10] T. Baier und K. S. Drese. “Modelling counter current micro heat exchangers”. In: *ECI International Conference on Heat Transfer and Fluid Flow in Microscale* (2005).
- [11] K. Balasubramanian, M. Jagirdar, P. Lee, C. Teo und S. Chou. “Experimental investigation of flow boiling heat transfer and instabilities in straight microchannels”. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 66 (2013), S. 655–671.
- [12] K. Balasubramanian, P. Lee, C. Teo und S. Chou. “Flow boiling heat transfer and pressure drop in stepped fin microchannels”. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 67 (2013), S. 234–252.
- [13] Z. Y. Bao, D. F. Fletcher und B. S. Haynes. “Flow boiling heat transfer of Freon R11 and HCFC123 in narrow passages”. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43 (2000), S. 3347–3358.

- 
- 
- [14] A. Bar-Cohen und E. Rahim. "Modeling and Prediction of Two-Phase Microgap Channel Heat Transfer Characteristics". In: *Heat Transfer Engineering* 30(8) (2009), S. 601–625.
- [15] S. S. Bertsch, E. A. Groll und S. V. Garimella. "A composite heat transfer correlation for saturated flow boiling in small channels". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52.7-8 (2009), S. 2110–2118.
- [16] R. R. Bhide, S. G. Singh, A. Sridharan, S. P. Dutttagupta und A. Agrawal. "Pressure drop and heat transfer characteristics of boiling water in sub-hundred micron channel". In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 33.6 (2009), S. 963–975.
- [17] S. von Bomhard, K.-P. Schelhaas, S. Alebrand, A. Musyanovych, M. Maskos und K. S. Drese. "Selective solvent evaporation from binary mixtures of water and tetrahydrofuran using a falling film microreactor". In: *Green Processing and Synthesis* 6.4 (2017), S. 25.
- [18] J. Boure, A. E. Bergles und L. Tong. "Review of two-phase flow instability". In: *Nuclear Engineering and Design* 25 (1973), S. 165–192.
- [19] F. P. Bretherton. "The motion of long bubbles in tubes". In: *J. Fluid Mech.* 10.02 (1961), S. 166.
- [20] H. Bruus. *Theoretical microfluidics*. Reprint. with corr. Bd. 18 : Condensed matter physics. Oxford master series in physics. Oxford: Oxford Univ. Press, 2011.
- [21] J. C. Chen. "correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow". In: *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development* 5.3 (1966), S. 322–329.
- [22] D. Chisholm. "A theoretical basis for the Lockhart-Martinelli correlation for two-phase flow". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 10.12 (1967), S. 1767–1778.
- [23] D. Chisholm. "Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 16.2 (1973), S. 347–358.
- [24] D. Chisholm. *Two-phase flow in pipelines and heat exchangers*. New York: Godwin, 1983.
- [25] P.-Y. Chung, M. Kawaji und Y. Shibata. "Two-Phase Flow Through Square and Circular Microchannels: Effect of Channel Geometry". In: *ASME/JSME 2003 4th Joint Fluids Summer Engineering Conference* 1 (2003), S. 1459–1457.
- [26] S. W. Churchill und H. H. Chu. "Correlating equations for laminar and turbulent free convection from a vertical plate". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 18.11 (1975), S. 1323–1329.
- [27] A. Cicchitti. "Two-phase cooling experiments - pressure drop, heat transfer and burnout measurements". In: *Energia Nucl.* 7 (1960), S. 407–425.
- [28] A. Cioncolini und J. R. Thome. "Algebraic turbulence modeling in adiabatic and evaporating annular two-phase flow". In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 32.4 (2011), S. 805–817.

- 
- [29] J. G. Collier und J. R. Thome. *Convective Boiling and Condensation*. 3. Aufl. Oxford: Oxford University Press, 2001.
- [30] E. Costa-Patry und J. R. Thome. “Flow pattern-based flow boiling heat transfer model for microchannels”. In: *International Journal of Refrigeration* 36.2 (2013), S. 414–420.
- [31] J. Crank. *The mathematics of diffusion*. London: Oxford University Press, 1956.
- [32] A. Dukler, M. Wicks und R. Cleveland. “Frictional pressure drop in two-phase flow: B. An approach through similarity analysis”. In: *AIChE Journal* 10.1 (1964), S. 44–51.
- [33] J. H. Ferziger und M. Perić. *Numerische Strömungsmechanik*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008.
- [34] A. Freund. “Experimentelle Untersuchungen und Auslegung von ministrukturierten Verdampfern unterschiedlicher Bauweise”. Diss. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2010.
- [35] V. Garea, D. A. Drew und R. T. Lahey. “A moving boundary nodal model for the analysis of the stability of boiling channels”. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 42 (1999), S. 3575–3584.
- [36] M. Gräber. “Energieoptimale Regelung von Kälteprozessen”. Diss. TU Braunschweig, 2014.
- [37] A. Gritsch. “Wärmeintegrierte Reaktorkonzepte für katalytische Hochtemperatur-Synthesen am Beispiel der dezentralen Dampfreformierung von Methan”. Doktorarbeit. Stuttgart: Universität Stuttgart, 2008.
- [38] A. Günther und K. F. Jensen. “Multiphase microfluidics: from flow characteristics to chemical and material synthesis”. In: *Lab on a Chip* 6 (2006), S. 1487–1503.
- [39] E. Hahne und K. Elgeti. “E1 Stationäre Wärmeleitung”. In: *VDI-Wärmeatlas*. Hrsg. von VDI Gesellschaft. Heidelberg: Springer, 2013, S. 709–726.
- [40] S. Hardt, B. Schilder, D. Tiemann, G. Kolb, V. Hessel und P. Stephan. “Analysis of flow patterns emerging during evaporation in parallel microchannels”. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 50.1-2 (2007), S. 226–239.
- [41] T. Harirchian und S. Garimella. “A comprehensive flow regime map for microchannel flow boiling with quantitative transition criteria”. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53 (2010), S. 2694–2702.
- [42] T. Harirchian und S. V. Garimella. “Effects of channel dimension, heat flux, and mass flux on flow boiling regimes in microchannels”. In: *International Journal of Multiphase Flow* 35.4 (2009), S. 349–362.
- [43] T. M. Harms, Li D., Groll E. A. und Braun J. E. “A Void Fraction Model For Annular Flow In Horizontal Tubes”. In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46.21 (2003), S. 4051–4057.
- [44] G. Hetsroni, D. Klein, A. Mosyak, Z. Segal und E. Pogrebnyak. “Convective Boiling in Parallel Microchannels”. In: *Microscale Thermophysical Engineering* 8.4 (2004), S. 403–421.

- 
- [45] G. Hetsroni, A. Mosyak, E. Pogrebnyak und Z. Segal. "Explosive boiling of water in parallel micro-channels". In: *International Journal of Multiphase Flow* 31.4 (2005), S. 371–392.
- [46] M. Holmgren. *X-Steam for MATLAB*. 2006.
- [47] H. Huang und J. R. Thome. "An experimental study on flow boiling pressure drop in multi-microchannel evaporators with different refrigerants". In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 80 (2017), S. 391–407.
- [48] R. I. Issa. "Solution of the Implicitly Discretized Fluid Flow Equation by Operator - Splitting". In: *Journal of Computational Physics* 62 (1985), S. 40–65.
- [49] U. Izquierdo, M. Wichert, V. L. Barrio und G. Kolb. "Sustainable syngas production from ethylene glycol reforming processes using Rh-based catalysts in microreactors". In: *Applied Catalysis B: Environmental* 152-153 (2014), S. 19–27.
- [50] S. Jesseela und C. B. Sobhan. "Numerical modeling of annular flow with phase change in a microchannel". In: *International Journal of Thermal Sciences* 89 (2015), S. 87–99.
- [51] S. Kakac und B. Bon. "A Review of two-phase flow dynamic instabilities in tube boiling systems". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51.3-4 (2008), S. 399–433.
- [52] S. G. Kandlikar und W. J. Grande. "Evolution of Microchannel Flow Passages -Thermohydraulic Performance and Fabrication Technology". In: *Proceedings of IMECE2002 ASME International Engineering Congress & Exposition* (2002).
- [53] S. G. Kandlikar, D. A. Willistein und J. Borrelli. "experimental evaluation of pressure drop elements and fabricated nucleation sites for stabilizing flow boiling in minichannels and microchannels: Proceedings of ICMM2005 3rd International Conference on Microchannels and Minichannels June 13-15, 2005, Toronto, Ontario, Canada". In: *Proceedings of ICMM2005 3rd International Conference on Microchannels and Minichannels* (2005).
- [54] S. G. Kandlikar, S. Garimella, D. Li, S. Colin und M. R. King. *Heat Transfer and Fluid Flow in Minichannels and Microchannels*. 1. Aufl. Elsevier, 2006.
- [55] A. Kawahara, P.-Y. Chung und M. Kawaji. "Investigation of two-phase flow pattern, void fraction and pressure drop in a microchannel". In: *International Journal of Multiphase Flow* 28.9 (2002), S. 1411–1435.
- [56] M. Kawaji und P. M.-Y. Chung. "Unique Characteristics of Adiabatic Gas-Liquid Flows in Microchannels: Diameter and Shape Effects on Flow Patterns, Void Fraction and Pressure Drop". In: *1st International Conference on Microchannels and Minichannels*. ASME, 2003, S. 115–127.
- [57] P. A. Kew und K. Cornwell. "Correlation for the prediction of boiling heat transfer in small-diameter channels". In: *Applied Thermal Engineering* 17.8-10 (1997), S. 705–715.
- [58] J. Kierzenka und L. F. Shampine. "A BVP solver based on residual control and the Matlab PSE". In: *ACM Transactions on Mathematical Software* 27.3 (2001), S. 299–316.



- 
- [59] S.-M. Kim und I. Mudawar. "Review of databases and predictive methods for heat transfer in condensing and boiling mini/micro-channel flows". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 77 (2014), S. 627–652.
- [60] S.-M. Kim und I. Mudawar. "Universal approach to predicting saturated flow boiling heat transfer in mini/micro-channels – Part I. Dryout incipience quality". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 64 (2013), S. 1226–1238.
- [61] S.-M. Kim und I. Mudawar. "Universal approach to predicting saturated flow boiling heat transfer in mini/micro-channels – Part II. Two-phase heat transfer coefficient". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 64 (2013), S. 1239–1256.
- [62] M. Kind. "H3 Strömungssieden". In: *VDI-Wärmeatlas*. Hrsg. von VDI Gesellschaft. Heidelberg: Springer, 2013, S. 896–973.
- [63] G. Kolb, S. Keller, D. Tiemann, K.-P. Schelhaas, J. Schürer und O. Wiborg. "Design and operation of a compact microchannel 5kW<sub>el</sub> net methanol steam reformer with novel Pt/In<sub>2</sub>O<sub>3</sub> catalyst for fuel cell applications". In: *Chemical Engineering Journal* 207-208 (2012), S. 388–402.
- [64] J.-M. Koo, L. Jiang, P. Zhou, S. S. Banerjee, T. W. Kenny, J. G. Santiago und K. E. Goodson. "Modeling of two-phase microchannel heat sinks for VLSI chips". In: *The 14<sup>th</sup> IEEE International Conference on Micro Electro Mechanical Systems* (2001), S. 422–426.
- [65] C. Kouris und J. Tsamopoulos. "Dynamics of the axisymmetric core-annular flow. II. The less viscous fluid in the core, saw tooth waves". In: *Physics of Fluids* 14.3 (2002), S. 1011–1029.
- [66] M. Kraume. *Transportvorgänge in der Verfahrenstechnik*. Berlin, Heidelberg: Springer, 2012.
- [67] M. T. Kreutzer, F. Kapteijn, J. A. Moulijn, C. R. Kleijn und J. J. Heiszwolf. "Inertial and interfacial effects on pressure drop of Taylor flow in capillaries". In: *AIChE Journal* 51.9 (2005), S. 2428–2440.
- [68] C. Kunkelmann. "Numerical Modeling and Investigation of Boiling Phenomena". Doktorarbeit. Darmstadt: TU Darmstadt, 2011.
- [69] Y. Kwak. "Experimental Study on Two-Phase Gas-liquid FLOW in a Microscale Fractal-Like Branching Flow Network". Ph.D. Thesis. Oregon State University, 2008.
- [70] Y. Kwak, D. Pence, J. Liburdy und V. Narayanan. "Gas-liquid flows in a microscale fractal-like branching flow network". In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 30.5 (2009), S. 868–876.
- [71] J. Lee und I. Mudawar. "Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part I—pressure drop characteristics". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48.5 (2005), S. 928–940.
- [72] J. Lee und I. Mudawar. "Two-phase flow in high-heat-flux micro-channel heat sink for refrigeration cooling applications: Part II—heat transfer characteristics". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 48.5 (2005), S. 941–955.

- 
- [73] P.-S. Lee und S. V. Garimella. "Saturated flow boiling heat transfer and pressure drop in silicon microchannel arrays". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51.3-4 (2008), S. 789–806.
- [74] R. W. Lockhart und R. C. Martinelli. "Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes". In: *Chemical Engineering Progress* 45.1 (1949), S. 39–48.
- [75] C. T. Lu und C. Pan. "A highly stable microchannel heat sink for convective boiling". In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 19.5 (2009), S. 55013.
- [76] C. T. Lu und C. Pan. "Convective boiling in a parallel microchannel heat sink with a diverging cross section and artificial nucleation sites". In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 35.5 (2011), S. 810–815.
- [77] M. Magnini, B. Pulvirenti und J. R. Thome. "Numerical investigation of hydrodynamics and heat transfer of elongated bubbles during flow boiling in a microchannel". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 59 (2013), S. 451–471.
- [78] W. H. Mc Adams. *Heat Transmission*. 2. Aufl. New York: McGraw-Hill, 1942.
- [79] W. H. Mc Adams. "Vaporization inside horizontal tubes-II Benzene-oil mixtures." In: *Transactions of the ASME* 39 (1949), S. 39–48.
- [80] K. Mishima und T. Hibiki. "some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes". In: *International Journal of Multiphase Flow* 22.4 (1996), S. 703–712.
- [81] G. E. Moore. "Cramming more components onto integrated circuits". In: *Electronics* 38.8 (1965), S. 114–117.
- [82] A. Mukherjee und S. G. Kandlikar. "The effect of inlet constriction on bubble growth during flow boiling in microchannels". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52.21-22 (2009), S. 5204–5212.
- [83] Y. Muzychka und M. Awad. "Asymptotic Generalizations of the Lockhart–Martinelli Method for Two Phase Flows". In: *Journal of fluids engineering* 132 (2010).
- [84] S. Nebuloni und J. R. Thome. "Numerical modeling of laminar annular film condensation for different channel shapes". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53.13-14 (2010), S. 2615–2627.
- [85] S. Nukiyama. "The maximum and minimum values of the heat  $Q$  transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 9.12 (1966), S. 1419–1433.
- [86] H. Oertel, Hrsg. *Prandtl - Führer durch die Strömungslehre*. 13. Aufl. Wiesbaden: Springer Vieweg, 2013.
- [87] OpenFOAM Foundation. *OpenFOAM® User Guide*. 2.3.0 February 5th 2014. 2014.
- [88] M. Ozawa, S. Nakanishi, S. Ishigai, Y. Mizuta und H. Tarui. "Flow Instabilities in Boiling Channels: Part 2 Geysering". In: *Bulletin of JSME* 22.170 (1979), S. 1119–1126.

- 
- 
- [89] A. Pattamatta, M. Freystein und P. Stephan. "A parametric study on phase change heat transfer due to Taylor-Bubble coalescence in a square minichannel". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 76 (2014), S. 16–32.
- [90] Y. Peles. "two-phase boiling flow in microchannels - instabilities issues and flow regime mapping". In: *Proceedings of ICMM2003: Conference on Microchannels and Minichannels* (2003).
- [91] W. H. Press. *Numerical recipes in C: The art of scientific computing*. 2nd ed. Cambridge und New York: Cambridge University Press, 1992.
- [92] W. Qu und I. Mudawar. "Flow boiling heat transfer in two-phase micro-channel heat sinks—II. Annular two-phase flow model". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46.15 (2003), S. 2773–2784.
- [93] W. Qu und I. Mudawar. "Measurement and correlation of critical heat flux in two-phase micro-channel heat sinks". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47.10-11 (2004), S. 2045–2059.
- [94] W. Qu und I. Mudawar. "Measurement and prediction of pressure drop in two-phase micro-channel heat sinks". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46.15 (2003), S. 2737–2753.
- [95] T. Rampe. "Entwicklung eines Bioethanol-Dampfreformers zur Erzeugung von Wasserstoff für den Einsatz in einem PEM-Brennstoffzellen-BHKW". Diss. Universität Duisburg-Essen, 2004.
- [96] R. Revellin und J. R. Thome. "A new type of diabatic flow pattern map for boiling heat transfer in microchannels". In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 17.4 (2007), S. 788–796.
- [97] R. Revellin, V. Dupont, T. Ursenbacher, J. R. Thome und I. Zun. "Characterization of diabatic two-phase flows in microchannels: Flow parameter results for R-134a in a 0.5mm channel". In: *International Journal of Multiphase Flow* 32.7 (2006), S. 755–774.
- [98] G. Ribatski, L. Wojtan und J. R. Thome. "An analysis of experimental data and prediction methods for two-phase frictional pressure drop and flow boiling heat transfer in micro-scale channels". In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 31.1 (2006), S. 1–19.
- [99] T. W. F. Russell und M. E. Charles. "The effect of the less viscous liquid in the laminar flow of two immiscible liquids". In: *The Canadian journal of chemical engineering* 37.1 (1959), S. 18–24.
- [100] T. Saenen. "Modeling a two-phase microchannel electronics cooling system". Diss. Leuven, Belgium: Katholieke Universiteit Leuven, 2013.
- [101] T. Saenen und M. Baelmans. "Numerical model of a two-phase microchannel heat sink electronics cooling system". In: *International Journal of Thermal Sciences* 59 (2012), S. 214–223.
- [102] T. Saenen und M. Baelmans. "Size effects of a portable two-phase electronics cooling loop". In: *Applied Thermal Engineering* 50.1 (2013), S. 1174–1185.
- [103] T. Saenen und J. R. Thome. "Novel Dynamic Numerical Microchannel Evaporator Model to Investigate Parallel Channel Instabilities". In: *Proceedings of the ASME 2015 International Technical*

- [104] C. Sanderson und R. Curtin. "Armadillo: A template-based C++ library for linear algebra". In: *The Journal of Open Source Software* 1.2 (2016).
- [105] H. Schmidt. "L 2.1 Berechnung der Phasenanteile". In: *VDI-Wärmeatlas*. Hrsg. von VDI Gesellschaft. Heidelberg: Springer, 2013.
- [106] R. Schwarze. *CFD-Modellierung*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013.
- [107] D. R. Seok und S.-T. Hwang. "Zero-gravity distillation utilizing the heat pipe principle (Micro-Distillation)". In: *AIChE Journal* 31.12 (1985), S. 2058–2065.
- [108] A. Serizawa, Z. Feng und Z. Kawara. "Two-phase flow in microchannels". In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 26 (2001), S. 703–714.
- [109] R. Shah und A. L. London. *Laminar Flow Forced Convection in Ducts: a sourceBook for Compact Heat Exchanger Analytical Data*, New Yorck: Academic Press, 1987.
- [110] S. G. Singh, A. Jain, A. Sridharan, S. P. Duttgupta und A. Agrawal. "Flow map and measurement of void fraction and heat transfer coefficient using an image analysis technique for flow boiling of water in a silicon microchannel". In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 19.7 (2009), S. 75004.
- [111] M. E. Steinke und S. G. Kandlikar. "An Experimental Investigation of Flow Boiling Characteristics of Water in Parallel Microchannels". In: *Journal of Heat Transfer* 126.4 (2004), S. 518.
- [112] M. E. Steinke und S. G. Kandlikar. "Single-phase liquid friction factors in microchannels". In: *International Journal of Thermal Sciences* 45.11 (2006), S. 1073–1083.
- [113] K. Stephan. "Wärmeübergang und Druckabfall laminarer Strömungen im Einlauf von Rohren und ebenen Spalten." Diss. Karlsruhe: T.H. Karlsruhe, 1959.
- [114] T. Stief, O.-U. Langer und K. Schubert. "Numerical Investigations of Optimal Heat Conductivity in Micro Heat Exchangers". In: *Chemical Engineering & Technology* 22.4 (1999), S. 297–303.
- [115] A. Strauch. "Experimentelle Untersuchung von Mikrokanalverdampfern". Masterarbeit. Berlin: Beuth Hochschule für Technik, 2017.
- [116] S. Szczukiewicz, N. Borhani und J. R. Thome. "Two-phase heat transfer and high-speed visualization of refrigerant flows in  $100 \times 100 \mu\text{m}^2$  silicon multi-microchannels". In: *International Journal of Refrigeration* 36.2 (2013), S. 402–413.
- [117] Y. Taitel und A. Dukler. "A model for predicting flow regime transitions in horizontal and near horizontal gas-liquid flow". In: *AIChE Journal* 22.1 (1976).
- [118] J. R. Thome. "Boiling in microchannels: a review of experiment and theory". In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 25.2 (2004), S. 128–139.
- [119] J. R. Thome. *Engineering Data Book III*. Lausanne, 2004.

- 
- [120] J. R. Thome, V. Dupont und A. Jacobi. "Heat transfer model for evaporation in microchannels. Part I: presentation of the model". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47.14-16 (2004), S. 3375–3385.
- [121] J. R. Thome, A. Bar-Cohen, R. Revellin und I. Zun. "Unified mechanistic multiscale mapping of two-phase flow patterns in microchannels". In: *Experimental Thermal and Fluid Science* 44 (2013), S. 1–22.
- [122] K. Triplett, S. M. Ghiaasiaan, S. Abdel-Khalik und D. Sadowdki. "Gas-liquid two-phase flow in microchannels Part I: two-phase flow patterns". In: *International Journal of Multiphase Flow* 25 (1999), S. 377–394.
- [123] A. Ullmann und N. Brauner. "The prediction of flow pattern maps in minichannels". In: *Multiphase Science and Technology* 19.1 (2007), S. 49–73.
- [124] B. van Leer. "Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme". In: *Journal of Computational Physics* 135.2 (1997), S. 229–248.
- [125] H. Versteeg und w. Malalasekera. *An Introduction to Computational Fluid Dynamics: The Finite Volume Method*. 2. Aufl. Harlow, England: Pearson Education Limited, 2007.
- [126] W. Wagner, J. R. Cooper, A. Dittmann, J. Kijima, H.-J. Kretzschmar, A. Kruse, R. Mareš, K. Oguchi, H. Sato, I. Stöcker, O. Šifner, Y. Takaishi, I. Tanishita, J. Trübenbach und T. Willkommen. "The IAPWS Industrial Formulation 1997 for the Thermodynamic Properties of Water and Steam". In: *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power* 122.1 (2000), S. 150.
- [127] G. Wang, P. Cheng und A. Bergles. "Effects of inlet/outlet configurations on flow boiling instability in parallel microchannels". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 51.9-10 (2008), S. 2267–2281.
- [128] Q. Wang, X. J. Chen, S. Kakaç und Y. Ding. "Boiling onset oscillation: A new type of dynamic instability in a forced-convection upflow boiling system". In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 17.4 (1996), S. 418–423.
- [129] N. P. Waterson und H. Deconinck. "Design principles for bounded higher-order convection schemes – a unified approach". In: *Journal of Computational Physics* 224.1 (2007), S. 182–207.
- [130] D. Wei, X. Lu, Z. Lu und J. Gu. "Dynamic modeling and simulation of an Organic Rankine Cycle (ORC) system for waste heat recovery". In: *Applied Thermal Engineering* 28.10 (2008), S. 1216–1224.
- [131] Y. Whan Na und J. N. Chung. "Two-phase annular flow and evaporative heat transfer in a micro-channel". In: *International Journal of Heat and Fluid Flow* 32.2 (2011), S. 440–450.
- [132] W. Wibel. "Untersuchungen zu laminarer, transitioneller und turbulenter Strömung in rechteckigen Mikrokanälen". Diss. Karlsruhe: FZ Karlsruhe, 2009.
- [133] O. Wiborg, M. O'Connell, R. Thiele, M. Wichert und G. Kolb. "Automated and Continuous Production of Microstructured Metallic Plates via Cold Embossing". In: *Chemical Engineering & Technology* 38.8 (2015), S. 1308–1314.

- 
- [134] R. H. S. Winterton. "Where did the Dittus and Boelter equation come from?" In: *International Communications in Heat and Mass Transfer* 41.4-5 (1998), S. 809–810.
- [135] M. A. Woldesemayat und A. J. Ghajar. "Comparison of void fraction correlations for different flow patterns in horizontal and upward inclined pipes". In: *International Journal of Multiphase Flow* 33.4 (2007), S. 347–370.
- [136] H. Y. Wu, P. Cheng und H. Wang. "Pressure drop and flow boiling instabilities in silicon micro-channel heat sinks". In: *Journal of Micromechanics and Microengineering* 16.10 (2006), S. 2138–2146.
- [137] H. Wu und P. Cheng. "Visualization and measurements of periodic boiling in silicon microchannels". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46.14 (2003), S. 2603–2614.
- [138] A. Younes und L. Kadem. "Prediction of Heat Transfer Coefficient in Annular Flow Regime for Flow Boiling in a Horizontal Micro Tube at a Uniform Heat Flux". In: *Proceedings of the 2nd Int. Conf. on Fluid Flow, Heat and Mass Transfer; Ottawa, Ontario, Canada 2015* (2015).
- [139] T. Zhang, Y. Peles, J. T. Wen, T. Tong, J.-Y. Chang, R. Prasher und M. K. Jensen. "Analysis and active control of pressure-drop flow instabilities in boiling microchannel systems". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53.11-12 (2010), S. 2347–2360.
- [140] T. Zhang, T. Tong, J.-Y. Chang, Y. Peles, R. Prasher, M. K. Jensen, J. T. Wen und P. Phelan. "Ledinegg instability in microchannels". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52.25-26 (2009), S. 5661–5674.
- [141] T. Zhang, J. T. Wen, Y. Peles, J. Catano, R. Zhou und M. K. Jensen. "Two-phase refrigerant flow instability analysis and active control in transient electronics cooling systems". In: *International Journal of Multiphase Flow* 37.1 (2011), S. 84–97.
- [142] W. Zhang, T. Hibiki und K. Mishima. "Correlations of two-phase frictional pressure drop and void fraction in mini-channel". In: *International Journal of Heat and Mass Transfer* 53.1-3 (2010), S. 453–465.
- [143] Y. J. Zhang, G. H. Su, X. B. Yang und S. Z. Qiu. "Theoretical research on two-phase flow instability in parallel channels". In: *Nuclear Engineering and Design* 239.7 (2009), S. 1294–1303.
- [144] S. M. Zivi. "Estimation of Steady-State Steam Void-Fraction by Means of the Principle of Minimum Entropy Production". In: *Journal of Heat Transfer* 86.2 (1964), S. 247.
- [145] N. Zuber und J. A. Findlay. "Average Volumetric Concentration in Two-Phase Flow Systems". In: *Journal of Heat Transfer* 87.4 (1965), S. 453.

# A Anhang

## A.1 Berechnung der Strömungsbilderkarte nach Taitel und Dukler

Die Strömungsbilderkarte von Taitel und Dukler [117] unterscheidet zwischen insgesamt fünf unterschiedlichen Strömungsformen: Diese sind die Blasenströmung, die Film- bzw. Nebelströmung, die Schwallströmung, sowie die glatte und die wellige Schichtströmung. Aufbauend auf theoretische Überlegungen, wurde jeweils analytische Übergangskriterien entwickelt anhand derer der Wechsel zwischen den jeweiligen Strömungsformen festgemacht werden kann. Das gesamte Konzept baut zunächst auf einer glatten Schichtströmung auf, wie sie in Abbildung A.1 skizziert ist. Zum Herleiten der einzelnen Übergangskriterien werden zunächst alle geometrischen Parameter über den Durchmesser bzw. die Leerrohrgeschwindigkeiten entdimensioniert. Die elementare Kenngröße ist hierbei die bezogene Flüssigkeitshöhe  $\tilde{h}_L = h_L/D$ , da alle weiteren dimensionslosen Größen hiervon abgeleitet werden können. Durch konsequente Entdimensionierung erhält man so:

$$\tilde{A} = \frac{A}{D^2} = 0.25\pi \quad (\text{A.1})$$

$$\tilde{A}_L = \frac{A_L}{D^2} = 0.25 \left( \pi - \arccos(2\tilde{h}_L - 1) + (2\tilde{h}_L - 1) \sqrt{1 - (2\tilde{h}_L - 1)^2} \right) \quad (\text{A.2})$$

$$\tilde{A}_V = \frac{A_V}{D^2} = 0.25 \left( \arccos(2\tilde{h}_L - 1) - (2\tilde{h}_L - 1) \sqrt{1 - (2\tilde{h}_L - 1)^2} \right) \quad (\text{A.3})$$

$$\tilde{U}_L = \frac{U_L}{D} = \pi - \arccos(2\tilde{h}_L - 1) \quad (\text{A.4})$$

$$\tilde{U}_V = \frac{U_V}{D} = \arccos(2\tilde{h}_L - 1) \quad (\text{A.5})$$

$$\tilde{U}_i = \frac{U_i}{D} = \sqrt{1 - (2\tilde{h}_L - 1)^2} \quad (\text{A.6})$$

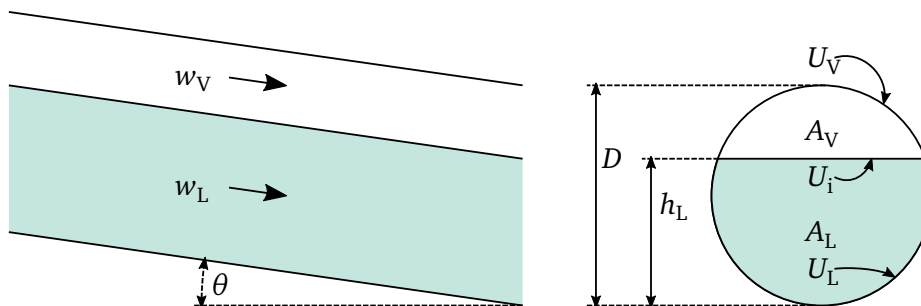


Abbildung A.1.: Zweiphasenströmung in einem geneigten Rohr

**Tabelle A.1.:** Koeffizienten gemäß [117]

	$C_L$	$C_V$	$n$	$m$
turbulent	0,046	0,046	0,2	0,2
laminar	16	16	1	1

$$\tilde{w}_L = \frac{w_L}{w_L^s} = \frac{\tilde{A}}{\tilde{A}_L} \quad (\text{A.7})$$

$$\tilde{w}_L = \frac{w_L}{w_L^s} = \frac{\tilde{A}}{\tilde{A}_L} \quad (\text{A.8})$$

Weiterhin werden hydraulische Durchmesser für beide Phasen wie folgt definiert:

$$D_L = \frac{4A_L}{U_L}, \quad D_V = \frac{4A_V}{U_V + U_i} \quad (\text{A.9})$$

In dimensionsloser Form wird dies zu:

$$\tilde{D}_L = \frac{4A_L}{U_L D}, \quad \tilde{D}_V = \frac{4A_V}{(U_V + U_i) D} \quad (\text{A.10})$$

Durch Aufstellen einer Impulsbilanz in Strömungsrichtung für die in Abbildung A.1 gezeigte Strömung ergibt sich nun die Gleichung:

$$X^2 \left[ (\tilde{w}_L \tilde{D}_L)^{-n} \tilde{w}_L^2 \frac{\tilde{U}_L}{\tilde{A}_L} \right] - \left[ (\tilde{w}_V \tilde{D}_V)^{-m} \tilde{w}_V^2 \left( \frac{\tilde{U}_V}{\tilde{A}_V} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{A}_L} + \frac{\tilde{U}_i}{\tilde{A}_V} \right) \right] - 4Y = 0 \quad (\text{A.11})$$

Hierbei bildet sich der Martinelli Parameter  $X$  gemäß:

$$X^2 = \frac{C_L \left( \frac{w_L^s D}{\nu_L} \right)^{-n} \rho_L (w_L^s)^2}{C_V \left( \frac{w_V^s D}{\nu_V} \right)^{-m} \rho_V (w_V^s)^2} \quad (\text{A.12})$$

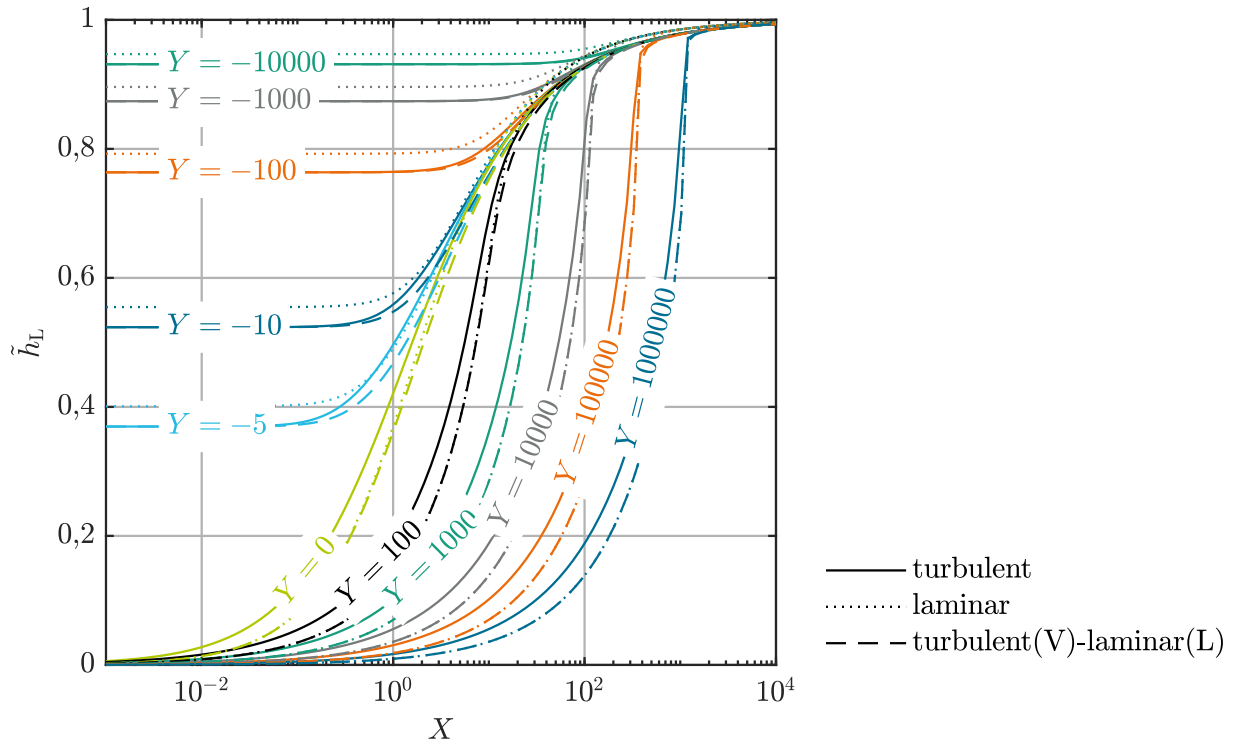
Die hierbei zu verwendenden Koeffizienten zur Beschreibung des Leerrohrdruckverlusts werden in Tabelle A.1 gegeben. Der ebenfalls in Gleichung A.11 vorkommende Parameter  $Y$  beinhaltet den Einfluss der Rohrneigung und wird für horizontale Rohre zu null:

$$Y = \frac{(\rho_L - \rho_V) g \sin \theta}{\frac{4C_V}{D} \left( \frac{w_V^s D}{\nu_V} \right)^{-m} \frac{\rho_V (w_V^s)^2}{2}} \quad (\text{A.13})$$

Durch numerisches Lösen von Gleichung A.11 lässt sich nun die bezogene Flüssighöhe  $\tilde{h}_L$  in Abhängigkeit von  $X$  und  $Y$  eindeutig bestimmen.

$$\tilde{h}_L = \tilde{h}_L(X, Y) \quad (\text{A.14})$$





**Abbildung A.2.:** dimensionslose Flüssighöhe  $\tilde{h}_L$  als Funktion des Martinelli-Parameters  $X$  und der dimensionslosen Rohrreinigung  $Y$  sowohl für laminare als auch für turbulente Strömungen

Hierdurch sind auch alle weiteren in Abbildung A.1 gezeigten Kenngrößen eindeutig festgelegt. In Abbildung A.2 ist der auf diese Weise berechnete Verlauf von  $\tilde{h}_L(X, Y)$  wiedergegeben<sup>1</sup>. Somit kann nun für beliebige Strömungsprobleme die bezogenen Flüssigkeitshöhe  $\tilde{h}_L$  bestimmt werden, wozu ausschließlich der Martinelli-Parameters  $X$  sowie bei geneigten Rohren der Parameter  $Y$  bestimmt werden muss. Da alle weiteren geometrischen Größen ausschließlich Funktionen des dimensionslosen Flüssigkeitspegels sind, lassen sich auch diese nun als Funktion des Martinelli-Parameters ausdrücken.

Im nächsten Schritt wurden von Taitel und Dukler Kriterien aufgestellt, anhand derer sich die jeweiligen Wechsel des Strömungsregimes festmachen lassen.

### Übergang von der Schichtströmung zu Schwall- oder Filmströmungen (Linie A)

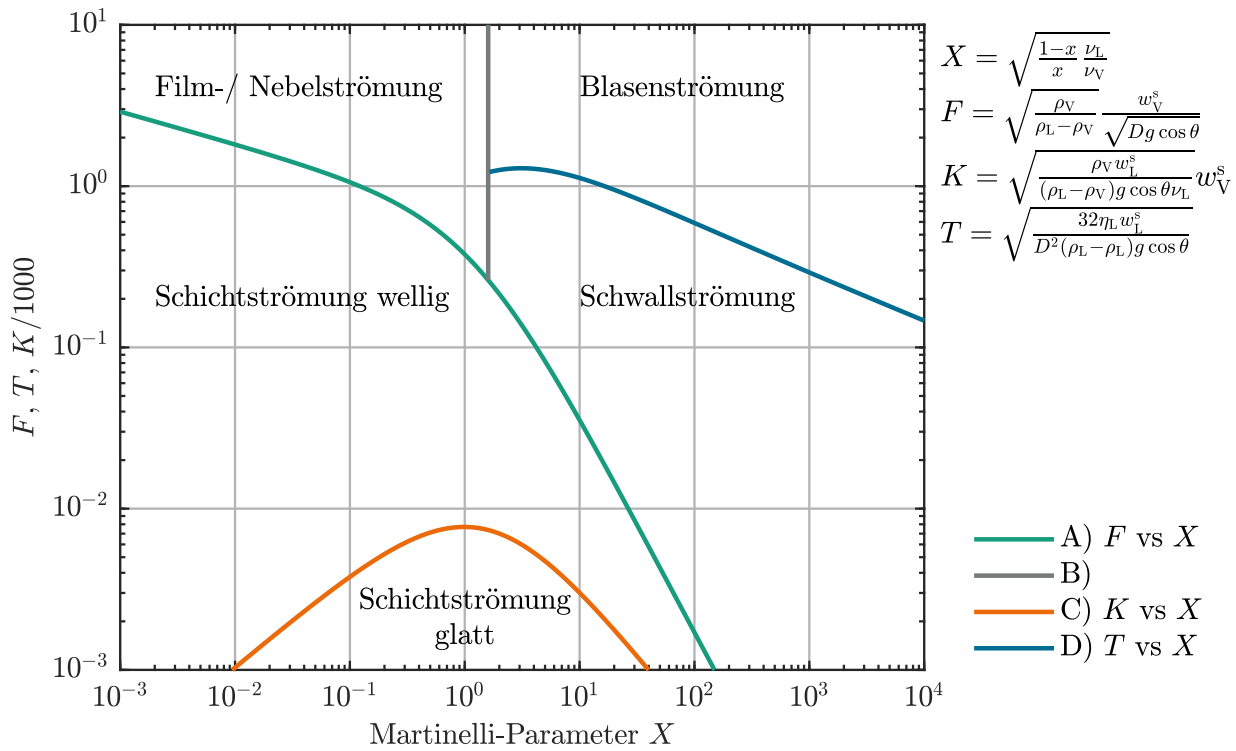
Aufbauend auf dem Konzept der Kevin-Helmholz-Instabilität stellen Taitel und Dukler ein Kriterium für die Abkehr von einer Schichtströmung auf, dass sich über eine modifizierte Froude Zahl ausdrücken lässt:

$$F \geq F_{\text{krit}} \quad (\text{A.15})$$

Die modifizierte Froude Zahl  $F$  bildet sich hierbei gemäß:

$$F = \sqrt{\frac{\rho_V}{\rho_L - \rho_V}} \frac{u_V^s}{\sqrt{Dg \cos \alpha}} \quad (\text{A.16})$$

<sup>1</sup> Die hier wiedergegebenen Werte unterscheiden sich wahrscheinlich aufgrund eines Rechenfehlers in der ursprünglichen Veröffentlichung von den von Taitel und Dukler [117] wiedergegebenen Werten. Durch Multiplikation des Parameters  $Y$  mit einem Faktor von 835 erhält man die dort gezeigte Lösung. Bei horizontalen Rohren ( $Y = 0$ ) sind beide Lösungen somit dennoch identisch.



**Abbildung A.3.:** dimensionslose Strömungsbilderkarte für horizontale Rohre im laminaren Bereich berechnet nach Taitel und Dukler [117]

Die kritische Froude Zahl  $F_{\text{krit}}$  wird weiterhin mit:

$$F_{\text{krit}} = \sqrt{(1 - \tilde{h})^2 \frac{\tilde{A}_V}{\tilde{w}_V} \frac{1}{\sqrt{1 - (2\tilde{h}_L - 1)^2}}} \quad (\text{A.17})$$

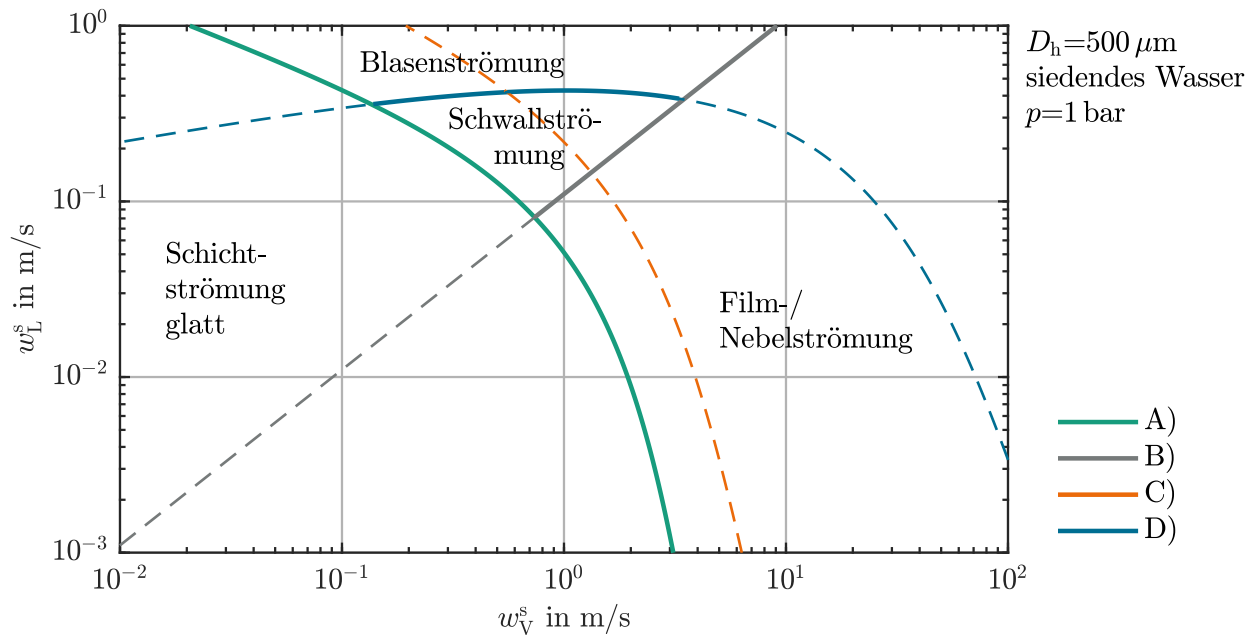
angegeben.  $F_{\text{krit}}$  ist dabei ausschließlich eine Funktion von  $\tilde{h}_L$  und damit für horizontale Rohre nur vom Martinelli-Parameters  $X$  abhängig. In Abbildung A.3 (Linie A) ist der Verlauf von  $F_{\text{krit}}$  nun als Funktion von  $X$  für horizontale Rohre aufgetragen. Um auch eine dimensionsbehaftete Grenzkurve zu erhalten, kann diese Grenzkurve nun über  $X$  parametrisiert dargestellt werden. Durch Einsetzen von Gleichung A.16 in Gleichung A.15 lässt sich nun die maximale Gasleerrohrgeschwindigkeit als Funktion von  $X$  ausdrücken:

$$w_{V, \text{krit}}^s = F_{\text{krit}}(X) \sqrt{\frac{Dg \cos \alpha (\rho_L - \rho_V)}{\rho_V}} \quad (\text{A.18})$$

Über Gleichung A.12 lässt sich nun auch die entsprechende maximale Flüssigleerrohrgeschwindigkeit bestimmen:

$$w_{L, \text{krit}}^s = \left[ \left( w_{V, \text{krit}}^s \right)^{(2-m)} X^2 \frac{C_V}{C_L} D^{((n-m))} \frac{\rho_V}{\rho_L} \frac{\nu_V^m}{\nu_L^n} \right]^{\left( \frac{1}{2-n} \right)} \quad (\text{A.19})$$

Die so parametrisierte Kurve ist in Abbildung A.4 am Beispiel von siedendem Wasser bei Normaldruck in einem  $500 \mu\text{m}$  Rohr dargestellt (Linie A).



**Abbildung A.4.:** Dimensionsbehaftete Strömungsbilderkarte für siedendes Wasser bei 1 bar in 500 µm Rohren, berechnet nach Taitel und Dukler [117]. Die Durchgezogenen Linien beschreiben jeweils die Wechsel zwischen den Strömungsregimes, während die gestrichelten Linien den Verlauf der Grenzkurven außerhalb ihres Anwendungsbereichs wiedergeben.

### Übergang von der Film- zur Blasen- bzw. Schwallströmung (Linie B)

Der Übergang von einer Film- zu einer Blasenströmung lässt sich nach Taitel und Dukler [117] allein über einen kritischen dimensionslosen Flüssigpegel von 0,5 beschreiben, was einem Martinelliparameter von  $X_{\text{krit}} = 1,6$  entspricht. Hierdurch ist Linie B in Abbildung A.3 definiert. In einer dimensionsbehafteten Darstellung ergibt sich der hierfür die in Abbildung A.4 anhand Linie B dargestellte Funktion:

$$w_{L, \text{krit}}^s = \left[ \left( w_{V, \text{krit}}^s \right)^{(2-m)} 1.6^2 \frac{C_V}{C_L} D^{((n-m))} \frac{\rho_V}{\rho_L} \frac{\nu_V^m}{\nu_L^n} \right]^{\left( \frac{1}{2-n} \right)} \quad (\text{A.20})$$

Da die Leerrohr-Reynoldszahlen beider Phasen deutlich unter dem Wert von 2300 liegen vereinfacht sich diese Linie hier weiter zu einer Geraden:

$$w_{L, \text{krit}}^s = w_{V, \text{krit}}^s 1.6^2 \frac{\eta_V}{\eta_L} \quad (\text{A.21})$$

### Übergang von glatter zu welliger Schichtströmung (Linie C)

Im Bereich der Schichtströmungen kann weiter zwischen einer glatten und einer welligen Form unterschieden werden. Das Kriterium für eine wellige Schichtströmung wird hierbei anhand des Faktors  $K$  festgemacht:

$$K \geq K_{\text{krit}} \quad (\text{A.22})$$

Hierbei ist  $K$  das Produkt aus Foudé Zahl und der Wurzel der Leerrohr-Reynoldszahl der Flüssigphase:

$$K = F \sqrt{Re_L^s} = \sqrt{\frac{\rho_V}{\rho_L - \rho_V} \frac{u_V^s}{\sqrt{Dg \cos \alpha}}} \sqrt{\frac{D w_L^s}{\nu_L}} \quad (\text{A.23})$$

Der kritische Wert von  $K$  ist hierbei:

$$K_{\text{krit}} = \frac{2}{\sqrt{w_L^s w_V^s \sqrt{s}}} \quad (\text{A.24})$$

Für den Koeffizient  $s$  wir folgender Wert angegeben:

$$s = 0.01 \quad (\text{A.25})$$

Auch hier ist  $K_{\text{krit}}$  für horizontale Rohre ausschließlich eine Funktion von  $\tilde{h}_L$  und damit des Martinelli-Parameters und ist entsprechend als Linie C) in Abbildung A.3 dargestellt.

Ebenfalls lässt sich durch eine Parametrisierung über den Martinelli-Parameter ein funktioneller Zusammenhang zwischen den Leerrohrgeschwindigkeiten beider Phasen aufstellen. Durch Einsetzen von Gleichung A.12 in Gleichung A.23 lässt sich die kritische Gasleerrohrgeschwindigkeit ausdrücken als:

$$w_{V, \text{krit}}^s = \left( \frac{(K_{\text{krit}}(X))^2}{\left( \frac{\rho_V}{(\rho_L - \rho_V)g \nu_L} \right)^{\frac{1}{2-n}}} \right)^{\left( \frac{\frac{1}{2-m}}{2 + \frac{2-m}{2-n}} \right)} \quad (\text{A.26})$$

Die Flüssigleerrohrgeschwindigkeit ergibt sich dabei zu:

$$w_{L, \text{krit}}^s = \left[ \left( w_{V, \text{krit}}^s \right)^{(2-m)} X^2 \frac{C_V}{C_L} D^{(n-m)} \frac{\rho_V}{\rho_L} \frac{\nu_V^m}{\nu_L^n} \right]^{\left( \frac{1}{2-n} \right)} \quad (\text{A.27})$$

Auch dieser funktionelle Zusammenhang ist in Abbildung A.4, Linie C) am Beispiel von siedendem Wasser in einem  $500 \mu\text{m}$  Kanal wiedergegeben. Da  $K$  hier jedoch im Bereich der Schichtströmung überall unter dem kritischen Wert  $K_{\text{krit}}$  liegt, tritt eine wellige Schichtströmung hier nicht auf.

### Übergang von Schwall- zu Blasenströmung (Linie D)

Im sofern gemäß Linie A nicht von einer geschichteten Strömung ausgegangen werden kann und gemäß Linie B keine Filmströmung vorliegt, kann weiter unterschieden werden ob es zu einer Blasen- oder einer Schwallströmung kommt. Dieser Übergang wird anhand eines kritischen Parameters  $T$  beschrieben, der als das Verhältnis von Reibungs- zu Auftriebskräften der Gasphase aufgefasst werden kann.

$$T \geq T_{\text{krit}} \quad (\text{A.28})$$

$$T = \sqrt{\frac{\frac{4C_L}{D} \left( \frac{w_L^s D}{\nu_L} \right)^{-n} \frac{\rho_L w_L^{s2}}{2}}{(\rho_L - \rho_V) g \cos \theta}} \quad (\text{A.29})$$

$$T_{\text{krit}} = \sqrt{\frac{8\tilde{A}_V}{\tilde{U}_i \tilde{w}_L^2 (\tilde{w}_L \tilde{D}_L)^{-n}}} \quad (\text{A.30})$$

Auch hier ist  $K_{\text{krit}}$  ausschließlich eine Funktion von  $\tilde{h}_L$ , sodass sich ein funktioneller Zusammenhang zum Martinelli-Parameter aufstellen lässt, wie er anhand Linie D) in Abbildung A.3 dargestellt ist. Die entsprechende Flüssigleerrohrgeschwindigkeit ergibt sich somit als parametrisierte Funktion des Martinelli-Parameters zu:

$$w_{L, \text{krit}}^s = \left( (T_{\text{krit}}(X))^2 D^{(1+n)} g \frac{\rho_L - \rho_V}{\nu_L^n} \frac{2}{4C_L \rho_L} \right)^{\left(\frac{1}{2-n}\right)} \quad (\text{A.31})$$

und die Gasleerrohrgeschwindigkeit wird zu:

$$w_{V, \text{krit}}^s = \left[ \left( w_{L, \text{krit}}^s \right)^{(2-n)} X^{(-2)} \frac{C_L}{C_V} D^{((m-n))} \frac{\rho_L}{\rho_V} \frac{\nu_L^n}{\nu_V^m} \right]^{\left(\frac{1}{2-m}\right)} \quad (\text{A.32})$$

Auf diese Weise lässt sich auch Linie D als parametrisierte Funktion in Abbildung A.4 dimensionsbehaftet darstellen. Zu erkennen ist, dass das Gebiet der Schwallströmung am gezeigten Beispiel nur relativ klein ist. Wie schon in Abbildung 2.5 gezeigt wurde, nimmt dieser Bereich mit abnehmendem Rohrdurchmesser weiter ab, sodass dieses Strömungsregime für Kanäle mit einem Durchmesser unter  $200 \mu\text{m}$  nicht mehr prognostiziert wird.

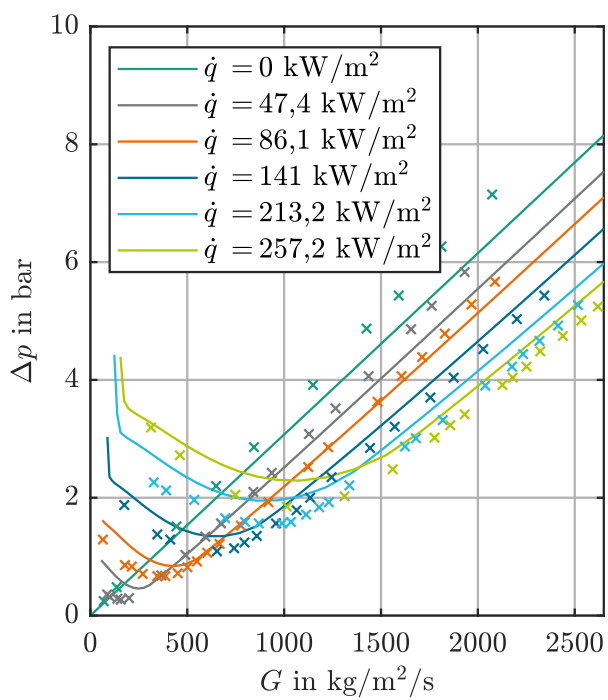
Im Gegensatz zur ursprünglichen Arbeit, fassen Balasubramanian u. a. [11] das Kriterium D offenbar auch als Übergang zwischen Blasen und Schichtströmung auf. Hierdurch erweitert sich das Gebiet der Blasenströmung, da sie entsprechend auch unterhalb von Linie A von einer Blasenströmung ausgehen. (siehe gestrichelter Verlauf von Linie D, links oben in Abbildung A.4)

---

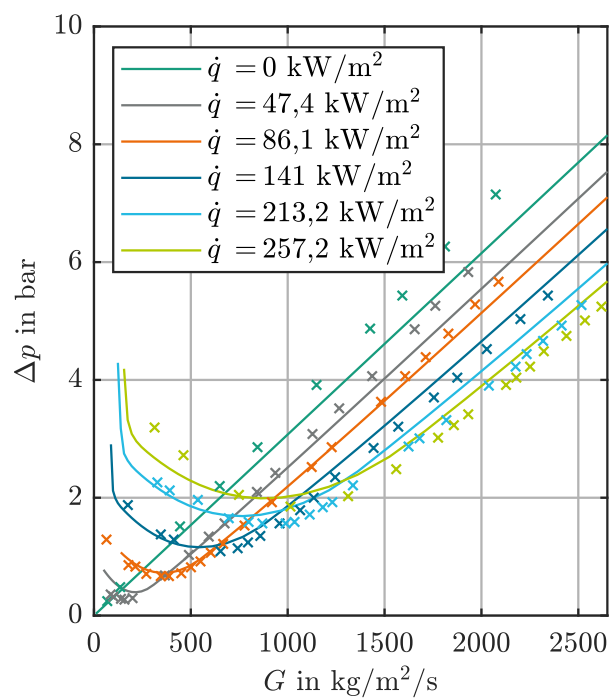
## A.2 Vergleich mit Literaturdaten

---

Das in Kapitel 4 vorgestellte vereinfachte Modell lässt sich auch auf Literaturdaten anwenden. Wu u. a. [136] führten Versuche mit trapezförmigen Mikrokanälen aus Silizium mit hydraulischen Durchmessern von  $72,2 \mu\text{m}$  durch, in denen Wasser verdampft wurde. Da bei diesen Experimenten ein sehr flacher Verdampfer eingesetzt wurde, ist hierbei die axiale Wärmeleitung deutlich weniger stark ausgeprägt als dies bei den im Rahmen der vorliegenden Versuche der Fall ist. Aufgrund der gleichmäßigen Beheizung nimmt daher die Enthalpie des Fluids in Strömungsrichtung nahezu linear zu, weshalb sich hier der Wärmeübergang nur unwesentlich auf den Druckverlust auswirkt. In Abbildung A.5 sind die von Wu u. a. [136] gemessenen Druckverlustkurven bei jeweils konstanter Heizrate zusammen mit entsprechenden Simulationsergebnissen dargestellt. Dabei zeigt es sich, dass das Modell der idealen Ringströmung hierbei speziell bei niedrigen Heizraten und niedrigen Dampfanteilen den sich einstellenden Druckverlust stets überschätzt. Wird der Druckverlust dagegen über das homogene Modell von Dukler berechnet, so werden hierbei deutlich höhere Übereinstimmungen erreicht. Lediglich bei hohen Heizraten und niedrigen Flussraten liefert das Modell der idealen Ringströmung bessere Ergebnisse. Zu begründen ist dies damit, dass sich bei diesen Messungen fast überall Dampfanteile unter 0,5 ergeben, weshalb anzunehmen ist, dass hier Taylor- und Blasenströmungen deutlich präsenter sind als Ringströmungen.



(a) ideale Ringströmung



(b) Homogenes Modell von Dukler

**Abbildung A.5.:** Vergleich des vereinfachten Modells mit experimentellen Daten von Wu u. a. [136] für einen Mikrokanalverdampfer mit  $D_H = 72,2 \mu\text{m}$  und  $L = 6 \text{ cm}$  bei unterschiedlichen Heizraten.

---

# Lebenslauf

## **Felix Konradin Leube**

Master of Science

\*19.10.1989 in Freiburg im Breisgau

### **Schulbildung**

1995-1999

Wittelsbach Grundschule in Ludwigshafen am Rhein

1999-2008

Theodor-Heuss-Gymnasium in Ludwigshafen am Rhein

*Abschluss:* Allgemeine Hochschulreife

### **Wehrdienst**

2008-2009

in Diez und Volkach

### **Studium**

2009-2012

Energie- und Prozesstechnik an der Technischen Universität Berlin

*Abschluss:* Bachelor of Science

2012-2014

Energie- und Verfahrenstechnik an der Technischen Universität Berlin

*Abschluss:* Master of Science

### **Berufliche Tätigkeit**

2014-2017

Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer ICT-IMM

in Mainz

seit 2018

BASF SE in Ludwigshafen am Rhein